

Proyecto Fin de Carrera

Estudio del efecto "nube de electrones" en el acelerador de partículas "CERN Proton Synchrotron"

Autor:

Sergio Rioja Fuentelsaz

Director:

Giovanni Rumolo

Ponente:

Luis Alberto Angurel Lambán

Escuela de Ingeniería y Arquitectura

2014

ESTUDIO DEL EFECTO "NUBE DE ELECTRONES"
EN EL ACELERADOR DE PARTÍCULAS
"CERN PROTON SYNCHROTRON"

Proyecto Fin de Carrera de Ingeniería Industrial

(Plan de Estudios: BOE 23-10-1996, Centro Politécnico Superior,
Universidad de Zaragoza, España)

Autor: **Sergio Rioja Fuentelsaz**

Director: **Giovanni Rumolo**

Ponente: **Luis Alberto Angurel Lambán**

*Dedicado a mis padres por absolutamente todo,
y un agradecimiento muy especial a
Isabel Pérez Ferrer y
Carmen Bagüés Alarcón
por su gran ayuda.*

Abstract

This final year project summarizes the work carried out for 14 months at the European Organization for Nuclear Research (CERN). This work deals with the "electron cloud" effect [1,2] in the CERN Proton Synchrotron particle accelerator.

As this physical phenomenon represents the main performance's limitation of the two biggest accelerators at CERN, "Super Proton Synchrotron"(SPS) and "Large Hadron Collider"(LHC), for high intensity beams [3,4], the execution of the LHC Injectors Upgrade project, which aims to increase the beam intensity even more in the three accelerators, points to the need of developing a dedicated study of the electron cloud effect in the PS. Moreover, as a new feature to simulate the combined function magnets of the PS was implemented for a numerical simulation code, there was a very good chance to build a consistent picture of the electron cloud formation for this accelerator.

The study focuses on the most representative beam pipe sections along the ring because a first approach to the effect was pursued. In this way, we manage to characterize 78,61 % of the ring studying only the most repeated combinations of vacuum chamber geometries and magnetic field configurations along the accelerator. Afterwards, the effect of the different chamber geometries and the different magnetic field configurations on the simulation results was studied to find similarities between them and to try to save time in the subsequent sections of the study. The analysis was focused on one beam production scheme, and then we worked under the assumption that the similarities could be extrapolated to the other beam production schemes. This way we managed to save a 73,3 % of the computation time required for the simulations committing negligible errors in the results.

This approach allowed us to characterize locally the most representative beam pipe sections along the ring for three beam production schemes covering present and future operation parameters. Next, integrating these results, we managed to characterize the whole ring and to assess the global effect of the electron cloud build-up on the beams.

After considering the results, we concluded that the requirements foreseen by the LHC Injectors Upgrade project for the PS are not going to represent a huge limitation in the performance of the machine. This is due to the fact that, as the bunches are not sufficiently short before, the multipacting effect is still going to be developed only after the last bunch splitting (6 ms before extraction to SPS) and to the fact that the number of electrons in the chamber and the energy loss per proton due to the electron cloud effect are quite similar for the current bunch intensities and the future high intensities within the main magnets (which represent almost the 80 % in length of the ring). Then, the conditions of exposure time and severity of the effect for the beams to be degraded may not take place; not even for the LHC25 beams, which is the beam production scheme that generates more electrons in the vacuum chambers.

Besides, a detailed analysis of the electron cloud build-up in the combined function magnet MU98, ordered by the LIU-PS Commission, is provided in order to support the design of new electron cloud local monitors installed there during the 2013-2014 long shut-down.

Resumen

Este proyecto fin de carrera resume el trabajo realizado a lo largo de 14 meses en el Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN) sobre el efecto "nube de electrones" [1, 2] en el acelerador de partículas "CERN Proton Synchrotron" (PS).

Este fenómeno físico es la principal limitación en el rendimiento de los dos grandes aceleradores de partículas del CERN, el "Super Proton Synchrotron" (SPS) y el "Large Hadron Collider" (LHC), a la hora de operar con haces de protones de alta intensidad [3, 4]. Por este motivo, las metas impuestas por el proyecto "LHC Injectors Upgrade", con el que se pretende aumentar más aún la intensidad de los haces de protones que circulan por los aceleradores PS, SPS y LHC, marcan la necesidad de estudiar en mayor detalle el efecto "nube de electrones" también en el PS. Además, como una nueva característica que permitía simular la nube de electrones en los imanes de función combinada del PS se implementó en un código de simulación numérica, se dio la oportunidad de generar un modelo fiable del efecto nube de electrones en dicho acelerador.

Dado que el enfoque del proyecto consiste en una primera aproximación al fenómeno físico que tiene lugar en el PS, el estudio se centró en las secciones del acelerador cuyas cámaras de vacío y campos magnéticos presentes en éstas supusieran una de las combinaciones más repetidas a lo largo del anillo. De esta manera se consiguió caracterizar un 78,61 % en longitud del acelerador. Después, con el fin de utilizar menos recursos para poder abarcar más escenarios en el estudio, se analizaron los resultados de simular todas estas secciones para una de las estrategias de producción de haces de protones cubiertas en el estudio, con el fin de poder reducir más aún los ingredientes necesarios para las simulaciones cuando se encontraran similitudes entre los resultados. Con ello se logró reducir en un 73,3 % el tiempo de cálculo necesario para caracterizar el anillo al trabajar bajo la suposición de que las mismas similitudes se obtendrían también si se hubieran considerado las otras estrategias de producción de haces de protones.

Con este enfoque se han podido caracterizar localmente las distintas secciones del anillo para tres estrategias diferentes de producción de haces de protones, cubriendo tanto los parámetros de operación actuales, como los futuros previstos por el proyecto "LHC Injectors Upgrade"; y, tras integrar dichos resultados, se ha conseguido también caracterizar globalmente el anillo y evaluar el efecto total de la nube de electrones sobre los haces de protones para, de nuevo, las tres estrategias de producción de haces de protones tenidas en cuenta en el estudio.

A la vista de los resultados obtenidos, se concluyó que las altas intensidades de los paquetes de protones previstas por el proyecto "LHC Injectors Upgrade" no inducirían nubes de electrones que representarían una gran limitación en el rendimiento del acelerador. Esto es debido a que el efecto de la nube de electrones sobre los haces de protones en las secciones del anillo sometidas a los campos magnéticos generados por los imanes de función combinada del acelerador, tendrían una dependencia muy baja en la intensidad de éstos en la última parte del ciclo magnético del acelerador, y a que estas secciones del anillo representan casi un 80 % de la longitud del acelerador.

Finalmente, también se ha realizado un estudio detallado del efecto nube de electrones en uno de los imanes de función combinada del PS con el objetivo de respaldar el diseño de los monitores de nubes de electrones que se han instalado en dicho imán durante el apagón programado para 2013-2014.

Índice

1. Introducción	13
1.1. Meta	14
1.2. Justificación	14
1.3. Contexto	15
1.4. Objetivos	15
1.5. Metodología	16
1.6. Estructura de la memoria	19
2. Ingredientes básicos para las simulaciones	21
2.1. El acelerador CERN-PS	21
2.2. Las estrategias de producción de haces	21
2.3. Emisión de electrones desde las paredes	24
2.4. Ecuaciones del movimiento	29
2.5. La interacción entre los paquetes de protones y la nube de electrones	31
3. Respaldo en el diseño de los monitores de nubes de electrones para el imán MU98	33
4. Efecto de los diferentes campos magnéticos	45
5. Efecto de las diferentes geometrías de las cámaras de vacío	57
6. Efecto de la longitudes de los haces y del espaciamiento entre paquetes de protones	67
7. Estimación del desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula sincrónica	71
7.1. Método utilizado para el cálculo	74
7.2. Resultados	75
8. Conclusiones	81
Referencias	84
Agradecimientos y publicaciones	85
Anexos:	87
A. Effect of the different beam lengths	87
A.1. <i>Standard</i> chamber & drift space	88
A.2. <i>Standard</i> chamber & main magnet	94
B. Effect of the different beam lengths for non symmetrical chambers	100
B.1. Non-symmetrical chamber & drift space	100
B.2. Non-symmetrical chamber & main magnet	106
C. Effect of the different bunch spacings	112
C.1. <i>Standard</i> chamber & drift space	112
C.2. <i>Standard</i> chamber & main magnet	118

D. Effect of the different bunch spacings for non symmetrical chambers	124
D.1. Non-symmetrical chamber & drift space	124
D.2. Non-symmetrical chamber & main magnet	130
E. Comparison between simulations and experimental data	136

1. Introducción

En este proyecto fin de carrera se recoge el resumen del trabajo realizado a lo largo de 14 meses en el Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN) bajo el programa de formación "Technical Student". El trabajo asignado fue el de estudiar el efecto "nube de electrones" en el acelerador de partículas "CERN Proton Synchrotron". Dicho trabajo está enmarcado en el proyecto "LHC Injectors Upgrade" mediante el cual se busca generar haces de protones con las características requeridas por el proyecto "High Luminosity LHC", con el que se pretende mejorar el rendimiento del acelerador LHC (Large Hadron Collider), aumentando en un factor 10 su luminosidad¹ y en un 75 % la energía de sus haces² [5, 6].

En Física de aceleradores el término "nube de electrones" es utilizado para describir la acumulación de electrones dentro de las cámaras de vacío que forman el anillo del acelerador [1, 2]. Su aparición reduce considerablemente el rendimiento del acelerador ya que, bajo ciertas condiciones, se producen inestabilidades en los haces de protones o incluso se llegan a perder al chocar éstos con las paredes de las cámaras de vacío. Por este motivo es necesario llevar a cabo estudios que permitan conocer mejor cómo se crean y cómo se pueden controlar dichas nubes de electrones para, así, poder seguir mejorando el rendimiento de los aceleradores de partículas.

Los principales mecanismos por los que se pueden generar los electrones de dichas nubes son los siguientes cuatro:

- por la ionización que los haces de protones provocan en el gas residual de la cámara de vacío ($p + X \rightarrow p + X^+ + e^-$),
- por el efecto fotoeléctrico provocado en el choque contra las paredes de la cámara de vacío de los fotones generados por la radiación de sincrotrón de los haces de protones ($\gamma + Y \rightarrow Y^+ + e^-$),
- por el choque contra las paredes de la cámara de vacío de protones extraviados procedentes de los haces,
- pero también por la generación de nuevos electrones (llamados secundarios) al golpear electrones (llamados primarios) en las paredes de la cámara de vacío a través del "Secondary Emission Yield" (SEY).

En determinadas circunstancias, principalmente determinadas por las condiciones del campo eléctrico dentro de la cámara de vacío y por las propiedades superficiales de la cámara de vacío, se produce un efecto avalancha generado por el cuarto mecanismo de producción (llamado efecto *multipacting*) que provoca que el número de electrones dentro de la cámara de vacío aumente exponencialmente con el tiempo, pudiendo dar lugar al deterioro de los haces de protones que pasan por el anillo cuando el tiempo de exposición de éstos es el suficiente. En consecuencia, el rendimiento del acelerador también disminuiría, al no poder entregar haces de protones que generaran la misma luminosidad.

¹La luminosidad, \mathcal{L} , viene dada por la proporción entre el número de colisiones dadas por unidad de tiempo, dN_{sc}/dt y la sección eficaz total, σ_{sc} , para que tenga lugar ese evento: $\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{sc}} \frac{dN_{sc}}{dt}$

²La hipotética mayor energía disponible para la generación de nuevas partículas en los choques vendría dada por $\sqrt{\tilde{S}}$, siendo \tilde{S} la variable de Mandelstam que viene dada por: $\tilde{S} \equiv c p_{(tot)}^\mu \eta_{\mu\nu} c p_{(tot)}^\nu$, donde $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ y $p_{(tot)} = p_{(a)} + p_{(b)}$ es la suma de los cuádrimomentos de las partículas a y b que colisionan: $p_\lambda = \eta_{\lambda\sigma} p^\sigma = (E/c, -\vec{p})$

A continuación se exponen los diferentes puntos a ser tratados en el presente proyecto fin de carrera.

1.1. Meta

El propósito de este proyecto fin de carrera es el de estudiar, mediante simulaciones numéricas, el efecto "nube de electrones" en el acelerador de partículas "CERN Proton Synchrotron", caracterizando de manera local el mayor número posible de secciones del anillo atendiendo a las combinaciones de cámaras de vacío y campos magnéticos presentes en éstas más repetidas a lo largo del anillo; y evaluando el efecto global de la nube de electrones sobre los haces de protones para tres estrategias diferentes de producción de haces. Todo ello se ha realizado utilizando tanto los parámetros de operación actuales como los futuros parámetros de operación previstos por el proyecto "LHC Injectors Upgrade", de manera que puedan preverse futuras limitaciones en el rendimiento del acelerador. Además, también se ha realizado un análisis detallado del imán MU98 con el objeto de respaldar el diseño de los monitores de electrones instalados allí durante el apagón de los aceleradores del CERN programado para 2013-2014.

1.2. Justificación

El efecto nube de electrones es la principal limitación en el rendimiento de los dos grandes aceleradores de partículas del CERN, el SPS y el LHC, a la hora de operar con haces de protones de alta intensidad [3,4]. Por esta razón el estudio de este fenómeno físico tiene tanta importancia, ya que puede limitar la capacidad de encontrar nueva física en los grandes aceleradores de partículas.

En el CERN-PS, bajo los parámetros de operación actuales, el efecto nube de electrones tiene lugar sólo en la última parte del ciclo magnético del acelerador. Como los haces de protones son sólo propensos a la formación de nubes de electrones durante algunos milisegundos, éstos no llegan a degradarse. Sin embargo, se hace necesario realizar un estudio que analice las consecuencias que el efecto nube de electrones puede tener en los haces de protones cuando el acelerador funcione bajo los futuros parámetros de operación requeridos por el proyecto "LHC Injectors Upgrade" con el fin de poder predecir futuras posibles limitaciones en el rendimiento de este acelerador.

Además, también es necesario realizar un estudio sobre si el efecto nube de electrones es importante en los haces BCMS (Batch Compression Merging and Splitting [7]) y comprobar que esta estrategia de producción de haces de protones es una alternativa a los otras dos que se están considerando (haces LHC25 y LHC50) que no agrave el efecto de acumulación de electrones al menos en el CERN-PS.

Por otro lado, al haberse implementado una nueva característica en el código de simulación PyECLOUD [8] con el que poder simular la nube de electrones dentro de los imanes principales del CERN-PS, ha sido posible respaldar el diseño de los dos nuevos monitores de nubes de electrones instalados en el imán MU98 durante el apagón programado para 2013-2014, también se ha podido estimar mediante simulaciones qué ocurre dentro de los imanes principales (no se tenían ni estimaciones ni datos experimentales sobre lo que ocurría dentro de ellos), y también ha sido una muy buena oportunidad para poder caracterizar por primera vez gran parte del acelerador en términos del efecto nube de electrones, al representar los imanes principales del

	Dispositivo	Geometría cámara	Campo magnético	Haces LHC25	Haces LHC50	Haces BCMS
Detectores Locales	SS84	<i>standard</i>	Drift space	×	×	×
	SS98	<i>standard</i>	Drift space	algunas	algunas	×
	MU98	<i>standard</i>	EXT OP	×	×	×
Detector Global	40 Mhz RF cavity	<i>(todas)</i>	<i>(todos)</i>	×	×	×

Cuadro 1: Algunas de las simulaciones pueden ser verificadas con los datos experimentales obtenidos en varios dispositivos del CERN-PS. En la referencia [10] se presenta una de estas comparaciones.

acelerador casi un 80 % de la longitud total del anillo.

Con este estudio se ha creado una base de datos con la que se podrán comparar futuras medidas experimentales. Ello permitiría comprobar si los modelos y códigos diseñados para el análisis del efecto nube de electrones se acercan a la realidad. Una vez que éstos se hayan verificado (o mejorado), se podría confiar en ellos para deducir, tanto localmente como globalmente, las propiedades de la superficie interior del acelerador (a partir éstas se toman decisiones sobre los parámetros de operación en los que debe trabajar el acelerador). Además este estudio puede contribuir a arrojar luz sobre el efecto nube de electrones en aceleradores de partículas, ya que el estudio se ha realizado para rangos de los parámetros de operación (energía del haz, campos magnéticos, tamaño de las cámaras de vacío, presiones de vacío...) diferentes a los que se dan en los grandes aceleradores de partículas.

1.3. Contexto

En el marco del proyecto "LHC Injectors Upgrade" varios estudios relativos al efecto acumulación de electrones se llevaron a cabo en el CERN-PS con el fin de evaluar las posibles limitaciones futuras que se pudieran dar en el acelerador al funcionar bajo los parámetros de operación impuestos por el proyecto "High Luminosity LHC". Un resumen del trabajo experimental realizado puede verse en [9], mientras que el presente proyecto fin de carrera representa un resumen del trabajo de simulación.

Los resultados presentados en este proyecto se han obtenido utilizando el código de simulación PyECLOUD. Las predicciones dadas por este código han mostrado gran concordancia con los datos experimentales obtenidos en la sección recta SS98 del CERN-PS [10], así como también en varios experimentos en el SPS y el LHC [11].

1.4. Objetivos

Los objetivos perseguidos en este estudio son los siguientes:

- Generar información relevante sobre la dependencia de la acumulación de electrones en varios parámetros controlables de los haces (longitud e intensidad de los paquetes de protones, espaciado entre ellos y longitud de los haces), y sobre cómo influyen las características de las cámaras de vacío (geometría y propiedades superficiales) y los campos magnéticos externos presentes en el anillo en el fenómeno físico para comprender mejor su

efecto en el CERN-PS. De esta manera caracterizaríamos a la vez las diferentes secciones del anillo.

- Predecir el comportamiento de la nube de electrones para futuros parámetros de operación del acelerador con el objetivo de saber si podría ser perjudicial para los haces de protones. En particular, para cada estrategia de producción de haces de protones, se han tenido en cuenta paquetes de protones de alta intensidad ($N_b = \{1,9 \cdot 10^{11} \text{ ppb}, 2,6 \cdot 10^{11} \text{ ppb}\}$) para así simular los requisitos impuestos por el proyecto "High Luminosity LHC". Además, se ha incluido en el análisis una estrategia de producción de haces de protones específica referida a los haces BCMS.
- Dar a conocer la información clave para el diseño de los dos nuevos monitores de nubes de electrones instalados en el imán MU98. Se requería saber el rango de energías y las posiciones con los que los electrones chocarían contra la pared de la cámara de vacío.
- Calcular el desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula sincrotrona generado por la nube de electrones para tres estrategias de producción de haces de protones con el objetivo de evaluar el efecto integrado de la nube de electrones en los haces. De esta manera conseguiríamos pasar de un punto de vista local del fenómeno a otro global aproximándonos así mejor al efecto real sobre los haces.
- Mejorar o corroborar la estimación de las propiedades superficiales de la cámara de vacío en la sección SS98 dada en la referencia [10].
- Posibilitar la verificación de los modelos y el código utilizado en las simulaciones, generando resultados que puedan ser comparados con los datos experimentales (ver Cuadro 1) de tal manera que se podría:
 - Validar (o mejorar) los modelos implementados en el código de simulación.
 - Deducir, cuando lo anterior ha sido verificado, las propiedades locales de las superficies de las cámaras de vacío de las distintas secciones del anillo del CERN-PS, comparando las simulaciones con los datos experimentales.
 - Confirmar, cuando los puntos anteriores han sido verificados, si la porción del acelerador tenida en cuenta para calcular el desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula sincrotrona generado por la nube de electrones es suficiente para evaluar el efecto de la nube de electrones sobre los haces de protones o si, por el contrario, la porción del anillo no tenida en cuenta tuviera un peso decisivo en el efecto global de la nube de electrones sobre los haces.
 - Deducir, cuando los puntos previos han sido verificados, las propiedades "globales" de la superficie interna del anillo del CERN-PS, comparando las simulaciones con los datos experimentales.

1.5. Metodología

Los resultados que se presentan en este proyecto han sido obtenidos mediante el código de simulación PyECLOUD, las simulaciones se han llevado a cabo utilizando el servicio "CERN batch computing service", y el análisis de los datos se ha realizado utilizando MATLAB.

En primer lugar, se pretende estudiar el efecto nube de electrones desde un punto de vista local analizando las diferencias generadas en los resultados de las simulaciones al utilizar

diferentes geometrías de las cámaras de vacío, diferentes campos magnéticos externos presentes en éstas, diferentes longitudes de los haces, y diferentes espaciamientos entre los paquetes de protones; para después, utilizando estos resultados, cambiar a un punto de vista global y caracterizar todo el anillo estudiando el efecto integrado de la nube de electrones sobre tres estrategias diferentes de producción de haces de protones.

Como podemos ver en la Figura 1, el código PyECLOUD necesita varios conjuntos de parámetros físicos para simular los diferentes posibles escenarios que puedan presentarse a lo largo del anillo. Éstos son (ver Sección 2):

- Propiedades superficiales de las cámaras de vacío
- Geometría de las cámaras de vacío
- Campo eléctrico generado en la cámara de vacío por los paquetes de protones en función del tiempo:
 - Características de los haces (estructura temporal)
 - Características de los paquetes de protones:
 - Longitud de cada paquete de protones
 - Intensidad de cada paquete de protones (protones por paquete)
 - Otros parámetros físicos (Energía del haz, funciones beta, emitancias...)
- Campo magnético estático externo presente en las cámaras de vacío
- Parámetros relativos a la ionización del gas residual en las cámaras de vacío
- Parámetros relativos a la radiación de sincrotrón generada por los paquetes de protones

La primera tarea fue la de reunir la mayor información posible sobre las diferentes secciones del anillo, en concreto sobre la geometría de las cámaras de vacío y sobre los campos magnéticos presentes a lo largo del anillo. Esta información puede verse en la Sección 2, y un cálculo pormenorizado de la longitud del anillo cubierta por cada una de las diferentes secciones se muestra en la Sección 7.

Hay que tener en cuenta que lo que se persigue es la obtención de una primera aproximación al efecto nube de electrones en el acelerador, que los 628 metros del anillo consisten en muchas combinaciones de cámaras de vacío bajo la influencia de distintos campos magnéticos externos, y que, dependiendo del número de vueltas simuladas cada simulación puede tardar alrededor de 48 horas³. Por ello, para llevar a cabo el estudio se han escogido sólo las más representativas combinaciones de cámaras de vacío y campos magnéticos presentes en éstas a lo largo del anillo. De esta manera, al disponer de mayor tiempo para analizar otros escenarios, se puede estudiar el efecto nube de electrones para tres estrategias diferentes de producción de haces de protones cubriendo 493,9m del acelerador, lo que supone un 78,61 % de él. Como se ha explicado antes el cálculo pormenorizado de la longitud del anillo cubierta por cada una de las diferentes secciones se muestra en la Sección 7.

Las combinaciones más representativas de cámaras de vacío y campos magnéticos externos presentes en el anillo pueden verse en el Cuadro 2. Las tres cámaras de vacío más comunes son

³Se suelen simular 5 vueltas. Gracias al servicio "CERN batch computing service" se pueden llevar a cabo 200 simulaciones en paralelo.

la *standard*, la *special exterior* y la *special interior*. Por otro lado, los cinco campos magnéticos tenidos en cuenta se corresponden con los cuatro generados en los cuatro tipos de bloques magnéticos que forman los imanes principales del CERN-PS y a la ausencia de cualquier campo magnético externo ("drift spaces" en algunas de las secciones rectas del anillo). Esta información está detallada en la Sección 2.

Una vez que se tienen los conjuntos de parámetros con los que construir el modelo, se decidió que la mejor manera de mostrar los resultados (locales) para las distintas secciones del anillo era mediante la consideración de los dos siguientes observables: el número de electrones en la cámara de vacío por metro en el eje longitudinal, y las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta por metro en el eje longitudinal debido al efecto nube de electrones. Esto es debido a que el primero es el observable más representativo de la acumulación de electrones, y el segundo muestra uno de los efectos sobre los haces de protones que se puede computar utilizando PyECLOUD.

Después se tuvo que decidir el número de elementos a ser barridos para cada parámetro en cada grupo de simulaciones. Cada grupo de simulaciones está dado por una estrategia de producción de haces de protones y una sección del anillo, es decir, una combinación de una geometría de cámara de vacío y un campo magnético externo presente en ésta. Los elementos barridos fueron (ver Sección 2):

- 17 valores para propiedades de la superficie interna de las cámaras de vacío para así tener una resolución de 0.05 en el parámetro "secondary emission yield" δ_{max}^0 al comparar simulaciones con datos experimentales
- 4 valores de la intensidad de los paquetes de protones para cada estrategia de producción de haces de protones cubriendo parámetros de operación actuales y futuros
- 6 ó 7 instantes de tiempo a lo largo del ciclo magnético del acelerador (correspondientes a 6 ó 7 longitudes de los paquetes de protones) mostrando así la evolución de la nube de electrones en la escala de tiempo de los milisegundos (en lugar de la de los microsegundos, que es la característica de cada vuelta)

Así que en cada grupo de simulaciones se va a analizar el comportamiento de la nube de electrones, para cada sección del anillo y estrategia de producción de haces de protones, en los últimos 6 ms del ciclo magnético para un rango de intensidades desde⁴ $N_b = 1 \cdot 10^{11}$ ppb hasta $N_b = 2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, y para un rango del parámetro relacionado con las propiedades superficiales de las cámaras de vacío desde $\delta_{max}^0 = 1$ hasta $\delta_{max}^0 = 1,8$.

Esto significaría que se deberían hacer 476 simulaciones para cada tipo de cámara de vacío, campo magnético externo presente en ésta y estrategia de producción de haces de protones, siendo un total de 21420 simulaciones. Teniendo en cuenta las limitaciones de tiempo, se intentó reducir este número analizando primero las diferencias en los resultados generadas al utilizar las diferentes geometrías de las cámaras de vacío y los diferentes campos magnéticos en cada sección del anillo para el caso de la estrategia de producción de haces que más electrones produce: los haces LHC25.

A partir de estos resultados posteriormente se estudia el efecto nube de electrones para las tres estrategias de producción de haces en las diferentes secciones del anillo del acelerador, considerando parámetros como las diferencias de la longitud de los haces o en el espaciamiento de

⁴ppb significa "protons per bunch": protones en cada paquete de protones.

los paquetes de protones. Se han despreciado los elementos de cada conjunto de parámetros con resultados similares, para finalmente integrar estos resultados y caracterizar así globalmente el anillo. La metodología específica llevada a cabo para ello (la estimación del desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula síncrona generado por la nube de electrones) se explica en la Sección 7.

1.6. Estructura de la memoria

En la Sección 2 se recogen algunas características básicas del CERN-PS y de las estrategias de producción de haces de protones que es necesario considerar a la hora de llevar a cabo las simulaciones. También se muestran algunos de los modelos básicos implementados en el código PyECLOUD para conseguir simular el efecto nube de electrones.

En la Sección 3 se expone la información clave para el diseño de los detectores de electrones instalados en el imán MU98. Después, en las Secciones 4 y 5 se estudian las diferencias generadas en los resultados de las simulaciones al utilizar diferentes campos magnéticos externos y diferentes geometrías de las cámaras de vacío, con el fin de encontrar similitudes en los resultados y poder así reducir el número de simulaciones a llevar a cabo en el resto del estudio.

Posteriormente, utilizando los resultados de las secciones previas, en la Sección 6 se estudia cómo influyen en el efecto nube de electrones las distintas longitudes de los haces de protones (al comparar las estrategias de producción de haces de protones LHC25 y BCMS) y el espaciamiento entre los paquetes de protones (al comparar las estrategias de producción de haces de protones LHC25 y LHC50).

Y finalmente, en la Sección 7 se integran los resultados obtenidos en la sección previa para lograr caracterizar el anillo para las tres estrategias de producción de haces de protones cubiertas en el estudio. De esta manera también se consigue evaluar el efecto global de la nube de electrones en los haces de protones.

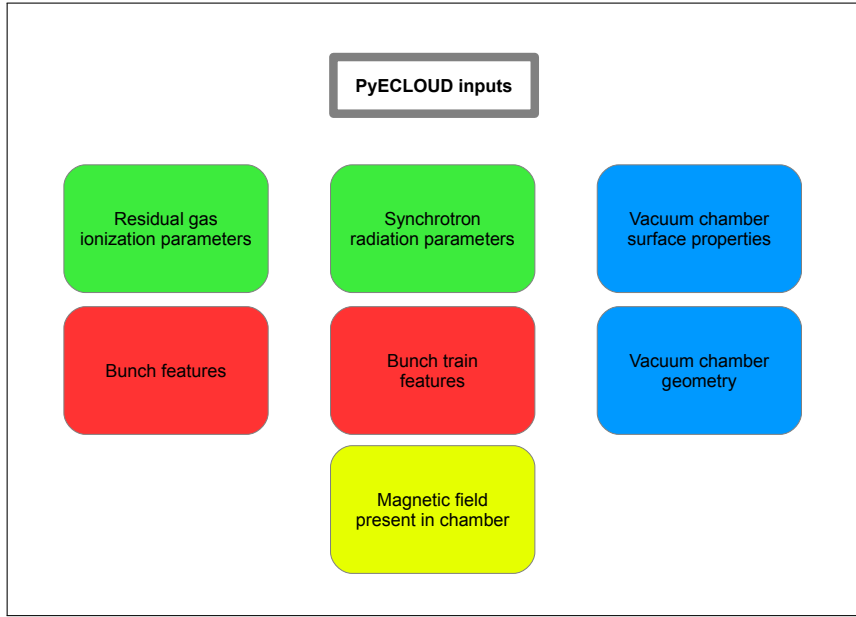


Figura 1: Inputs físicos del código PyECLOUD.

Geometría cámara vacío	Campo magnético externo
<i>standard</i>	Drift Space Interior Open Interior Closed Exterior Open Exterior Closed
<i>special exterior</i>	Drift Space Interior Open Interior Closed Exterior Open Exterior Closed
<i>special interior</i>	Drift Space Interior Open Interior Closed Exterior Open Exterior Closed

Cuadro 2: Combinaciones de cámaras de vacío y campos magnéticos presentes en el anillo que más se repiten y que definen las diferentes secciones de éste.

2. Ingredientes básicos para las simulaciones

Esta sección tiene como propósito mostrar las características básicas del acelerador que se han considerado a la hora de llevar a cabo las simulaciones, las tres estrategias de producción de haces de protones estudiadas, los modelos utilizados sobre la emisión de electrones desde las paredes internas de las cámaras de vacío del acelerador, las ecuaciones que gobiernan la dinámica de los electrones dentro de cada sección del anillo, y el balance energético que describe las pérdidas energéticas de los haces de protones al interaccionar con la nube de electrones.

2.1. El acelerador CERN-PS

El CERN-PS es un acelerador de partículas circular que se utiliza como pre-inyector del acelerador SPS, que a su vez es pre-inyector del acelerador LHC. De este modo se logra que los haces de partículas adquieran cada vez más energía al pasar de un acelerador a otro. El CERN-PS tiene un radio de 100 m [12], y está compuesto de 100 imanes de función combinada de 4,94 m de longitud cada uno, 20 secciones rectas largas de 2,45 m, y 80 secciones rectas cortas de 1,05 m (ver Figura 2). Cada uno de los 100 imanes está formado por una mitad que focaliza los haces en el eje horizontal (y los defocaliza en el vertical) y otra mitad que los defocaliza en el eje horizontal (y los focaliza en el eje vertical), estando formada cada mitad por 5 bloques magnéticos idénticos que pueden ser de 4 tipos (ver Figura 3). Los 4 campos magnéticos generados por estos bloques magnéticos y la ausencia de campo magnético externo son un ingrediente esencial para simular el comportamiento de la nube de electrones en cada sección del anillo.

Otro ingrediente básico para las simulaciones es la geometría de las cámaras de vacío. En este trabajo hemos tenido en cuenta sólo las cámaras de vacío más repetidas a lo largo del anillo. Son la *special interior*, la *special exterior* y la *standard* (ver Figura 4). Las primeras dos son llamadas así porque están alargadas hacia el exterior o interior del anillo. Las cámaras de vacío del CERN-PS están fabricadas en acero inoxidable o en Inconel [12, 13].

En las simulaciones hemos utilizado un sistema de referencia dextrógiro ($\vec{u}_x \wedge \vec{u}_y = +\vec{u}_s$). x es la coordenada horizontal (en el plano transversal) respecto al lugar por donde pasan los haces, con el sentido positivo del eje hacia afuera del acelerador (el centro geométrico del acelerador estaría en $x \rightarrow -\infty$). y es la coordenada vertical (en el plano transversal) con respecto al lugar por donde pasan los haces, con el sentido positivo del eje hacia arriba. Y s es la coordenada longitudinal respecto a la primera sección larga del acelerador y se elige el sentido positivo como el de las agujas del reloj (siendo éste el del movimiento de los haces de protones).

2.2. Las estrategias de producción de haces

En el presente estudio se han tenido en cuenta tres estrategias de producción de haces de protones: las correspondientes a los haces LHC25, los haces LHC50 y los haces BCMS (ver Figura 5). Grosso modo, los haces LHC25 consisten en 72 paquetes de protones separados por 25 ns haciendo que 6/7 del CERN-PS estén ocupados y 1/7 vacío; por su parte, los haces LHC50 consisten en 36 paquetes de protones separados por 50 ns, lo que supone que 6/7 del anillo estén ocupados y 1/7 vacío; y, finalmente, los haces BCMS consisten en 48 paquetes de protones separados por 25 ns haciendo que 4/7 del anillo estén ocupados y 3/7 vacíos. Las tres estrategias de producción están explicadas en [14] y la referida a los haces BCMS está detallada en [7].

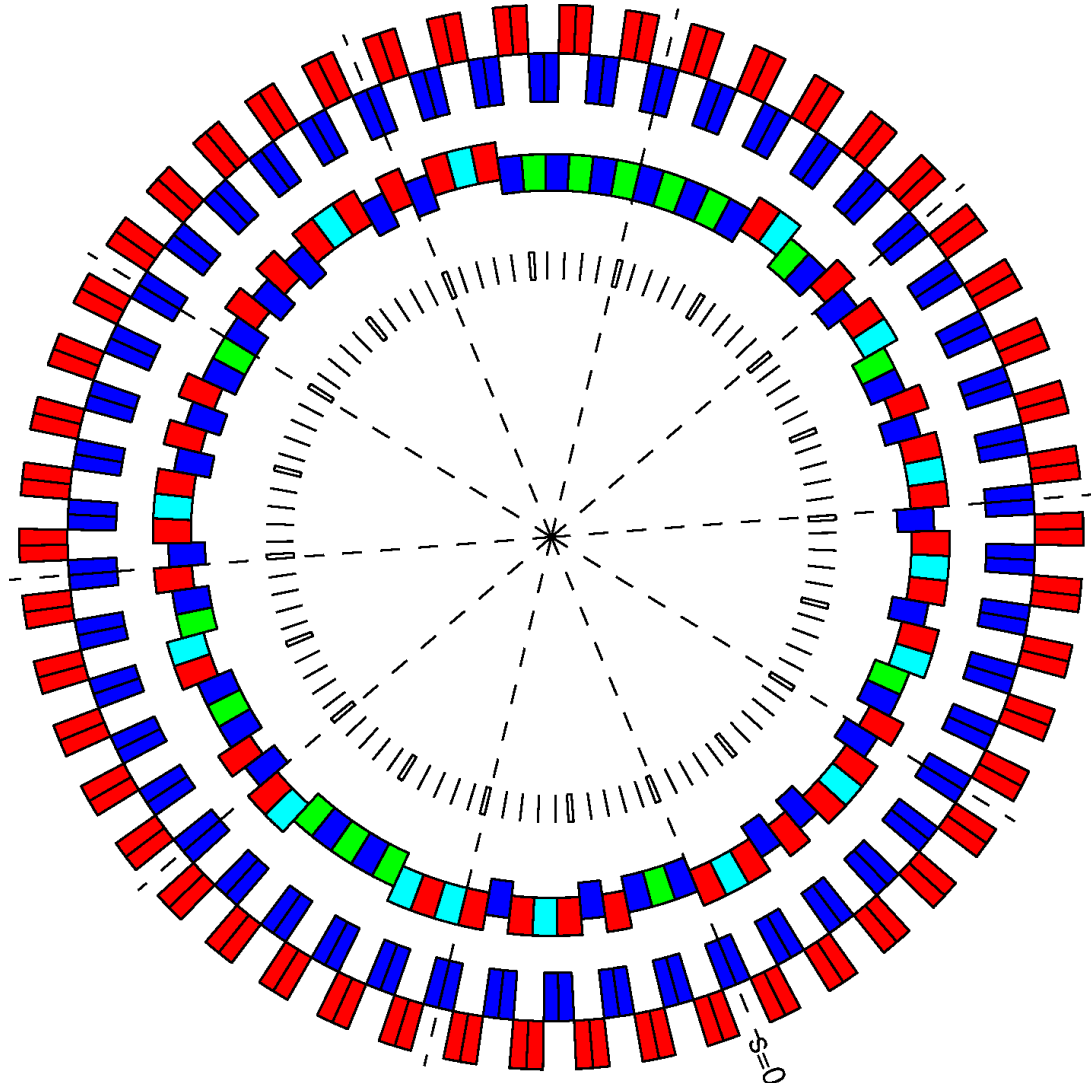


Figura 2: Diagrama del acelerador CERN-PS dividido en sus 10 sectores. El sentido de rotación de los haces de protones es el de las agujas del reloj (sentido positivo de la coordenada longitudinal s). En el anillo externo se muestra el campo magnético cuadrupolar (azul significa focalización horizontal (F) y rojo defocalización horizontal (D)). Podemos observar el patrón recurrente 'FOFDOD'. El siguiente anillo muestra los 4 tipos de los 100 imanes de función combinada (rojo para el tipo R, cian para S, azul para T, y verde para U). El anillo interno muestra las 100 secciones rectas (80 cortas y 20 largas). Script cortesía de Guido Sterbini.

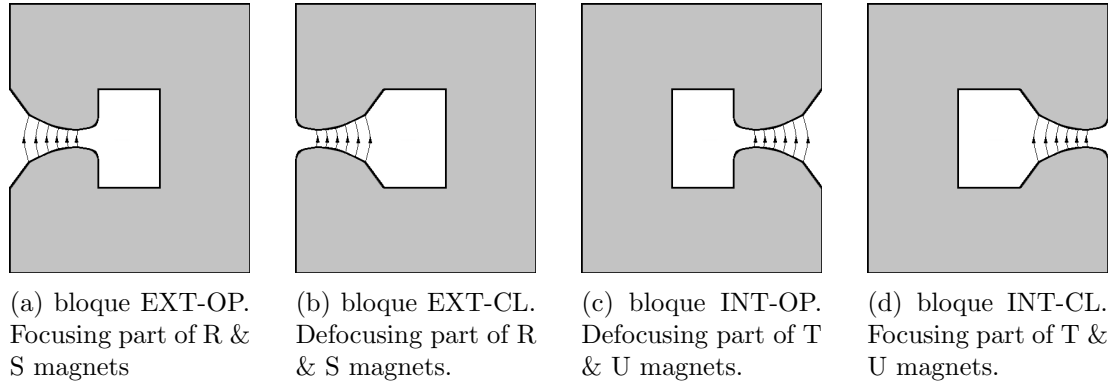


Figura 3: Los cuatro tipos diferentes de bloques que forman los 100 imanes principales del CERN-PS. Debido a la fuerza de Lorentz, como el polo norte correspondiente a la componente dipolar de los campos magnéticos se encuentra en la base de cada uno de ellos (tocando el suelo), y como los haces de protones pasarían a través del papel hacia afuera, el centro geométrico del acelerador estaría a la izquierda de ellos ($x \rightarrow -\infty$).

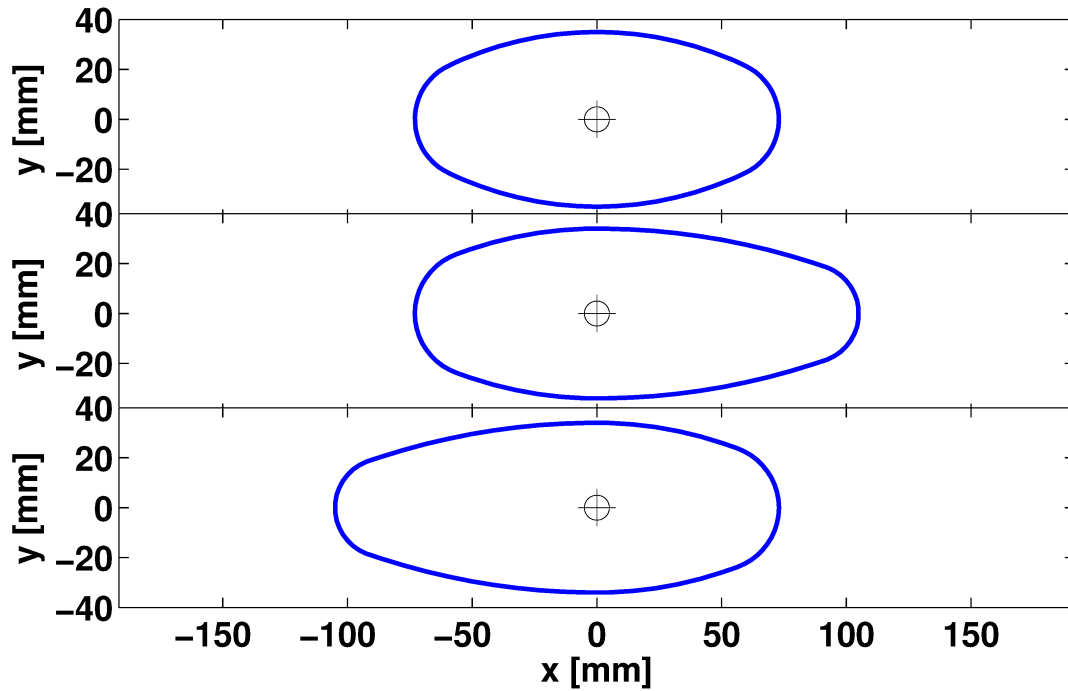


Figura 4: Geometría de las cámaras de vacío más repetidas a lo largo del anillo. El círculo interno dentro de cada una de ellas representa el lugar por donde los haces de protones pasarían. De arriba a abajo: la cámara *standard* (anchura 146 mm, altura 70 mm), la cámara *special exterior* (anchura 178 mm, altura 68 mm), y la cámara *special interior* (anchura 178 mm, altura 68 mm)). El centro geométrico del acelerador estaría en $x \rightarrow -\infty$.

En cuanto a las características de los paquetes de protones, se ha utilizado la información del Cuadro 3. Como la emitancia normalizada se define como $\varepsilon_{kn} \equiv \beta\gamma\varepsilon_k$, se pueden obtener las anchuras del paquete de protones en el plano transversal utilizando las siguientes fórmulas⁵ [15]:

$$\begin{cases} \sigma_x(s) = \sqrt{\varepsilon_x\beta_x(s) + \left(D_x(s)\frac{\delta p}{p_0}\right)^2} \\ \sigma_y(s) = \sqrt{\varepsilon_y\beta_y(s)} \end{cases} \quad (1)$$

donde $D_x(s)$ es la función de dispersión en el eje vertical para la coordenada longitudinal s . Para cada estrategia de producción de protones se han tenido en cuenta 4 intensidades de los paquetes de protones: dos bajas para reproducir los parámetros actuales de operación, y dos altas para reproducir los futuros haces previstos por el proyecto "LHC Injectors Upgrade". Finalmente, se han tenido en cuenta 6 ó 7 longitudes para los paquetes de protones con el fin de representar 6 ó 7 momentos diferentes a lo largo del ciclo magnético del acelerador, desde la última separación de paquetes de protones hasta su rotación previa para la extracción hacia el SPS. Todos estos parámetros se exponen en el Cuadro 4. La relación entre la longitud de los paquetes de protones y los diferentes momentos a lo largo del ciclo magnético del acelerador puede verse en la Figura 6.

2.3. Emisión de electrones desde las paredes

El parámetro que describe la emisión de electrones secundarios desde la superficie interna de la pared del acelerador, SEY ó δ , se define como la relación entre el número de electrones secundarios emitidos por cada electrón que incide en la pared [1]:

$$\delta \equiv \frac{I_s}{I_p} \quad (2)$$

siendo I_s la corriente de electrones (secundarios) que sale de la pared e I_p la corriente de electrones (primarios) que incide en la pared.

En el código PyECLOUD, el SEY es implementado como una función de la energía cinética del electron primario, E_p , su ángulo de incidencia, θ_p , al chocar contra la pared ($\theta_p = 0$ indica incidencia perpendicular), y las propiedades de dicha superficie (a través de los parámetros: R_0 , E_0 , s , δ_{max}^0 y E_{max}^0). En el Cuadro 5 se muestran los valores de los parámetros utilizados en las simulaciones. En concreto, el SEY sigue un modelo que tiene dos componentes (ver Figura 7): la componente elástica, δ_{elast} , y la componente secundaria verdadera, δ_{true} :

$$\delta(E_p, \theta_p) = \delta_{elast}(E_p) + \delta_{true}(E_p, \theta_p) \quad (3)$$

La componente elástica del SEY

La componente elástica del SEY es debida a los electrones secundarios que son emitidos con la misma energía y con el mismo ángulo con el que el electrón primario choca contra la pared. Sigue el siguiente modelo:

$$\delta_{elast}(E_p) = R_0 \left(\frac{\sqrt{E_p} - \sqrt{E_p + E_0}}{\sqrt{E_p} + \sqrt{E_p + E_0}} \right)^2 \quad (4)$$

⁵Utilizando: $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ y que el cuadri-vector momento viene dado por: $p^\alpha \equiv m \frac{dx^\alpha}{d\tau} = m\gamma \frac{dx^\alpha}{dt}$ de manera que: $E/c = m\gamma c$

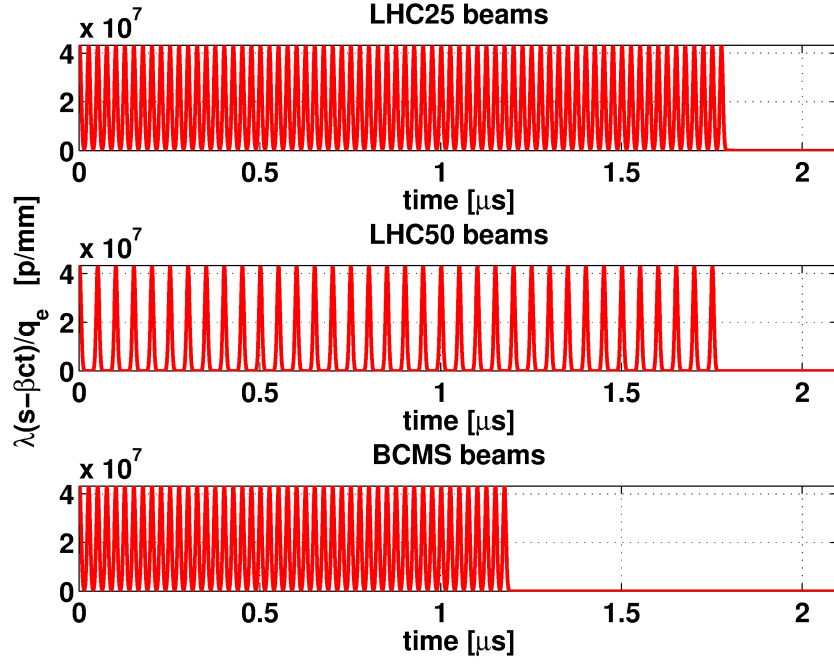


Figura 5: Densidad de protones en el eje longitudinal $\lambda(s - \beta ct)/q_e$ (ver ecuación (9)) con $N_b = 1,3 \cdot 10^{11}$ ppb y longitud del paquete de protones $4\sigma_s/c = 16$ ns. Notar que la máquina, sus $2,1 \mu s$ de longitud, no pueden ser totalmente ocupados porque el tiempo de respuesta del kicker de expulsión hacia el SPS no es cero.

Parámetros en S.R. Laboratorio	Símbolo	Valor
Energía de cada protón ($mc^2 + K$)	E	26 GeV
Emitancia normalizada eje x (1σ)	ε_{xn}	$2,5 \mu m$
Emitancia normalizada eje y (1σ)	ε_{yn}	$2,5 \mu m$
Desviación momento protón (1σ)	$\delta p/p_0$	0
Función Beta eje horizontal	β_x	16 m
Función Beta eje vertical	β_y	20 m

Cuadro 3: Resumen de algunos de los parámetros que caracterizan los haces utilizados en las simulaciones.

Parámetros en S.R. Laboratorio	Símbolo	Valor
Relativistic γ	γ	27.7105
Anchura RMS del haz eje x	σ_x	1,202 mm
Anchura RMS del haz eje y	σ_y	1,344 mm
Longitud de los paquetes de protones	$4\sigma_s/c$	$4 \text{ ns} \xrightarrow{\Delta=2 \text{ ns}} 16 \text{ ns}$
Intensidad paq. prot. $\left(\frac{Q_b}{q_e}\right)$	N_b	$\begin{cases} 1 \cdot 10^{11} \text{ ppb} \\ 1,3 \cdot 10^{11} \text{ ppb} \\ 1,9 \cdot 10^{11} \text{ ppb} \\ 2,6 \cdot 10^{11} \text{ ppb} \end{cases}$

Cuadro 4: Parámetros relacionados con las propiedades de los haces. Los tres primeros (γ , σ_x and σ_y) han sido obtenidos utilizando el Cuadro 3

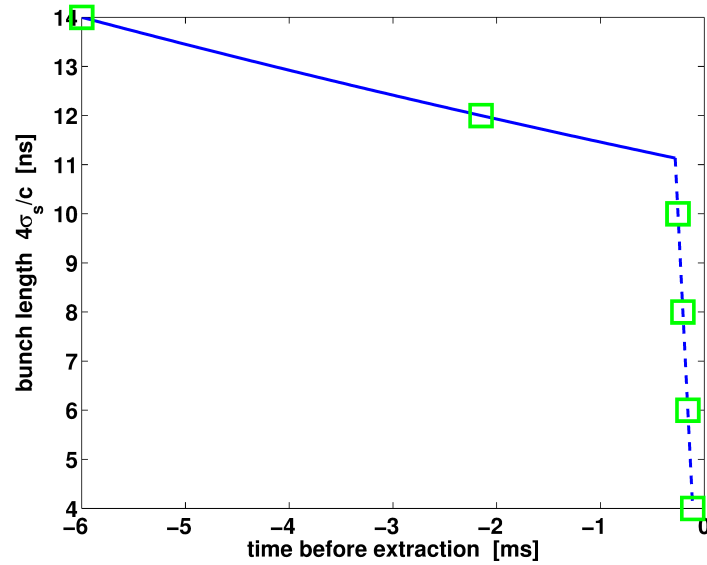


Figura 6: Longitud de los paquetes de protones (medida en el sistema de referencia Laboratorio) en función del tiempo (medido en el sistema de referencia Laboratorio) para los haces LHC50 y LHC25. Se han resaltado seis de los siete puntos tenidos en cuenta para el estudio. La Figura se ha obtenido utilizando los datos de la Figura 56.

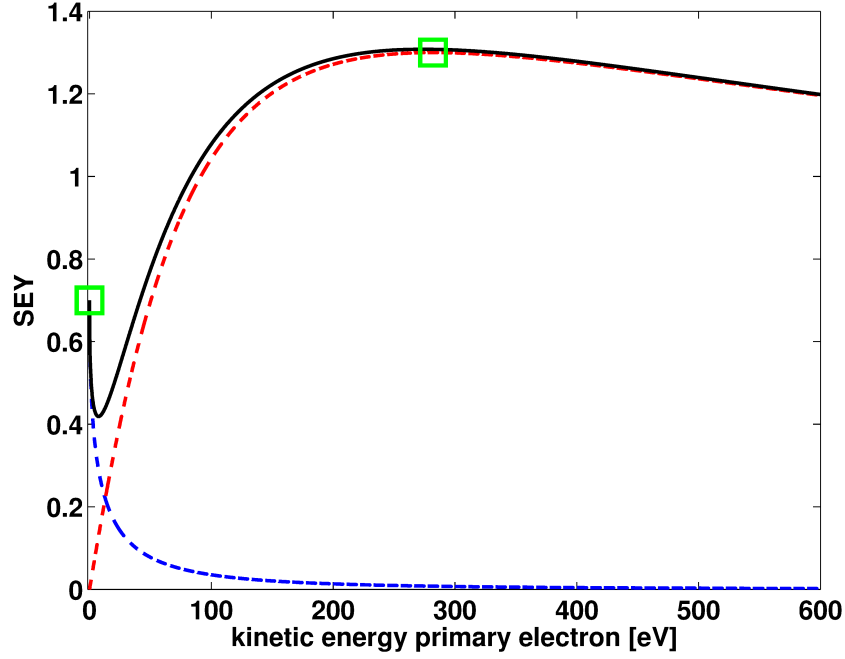


Figura 7: SEY en función de la energía cinética del electrón primario para una incidencia con $\theta_p = 0$. Parámetros utilizados: $R_0 = 0,7$, $E_{max}^0 = 282$ eV y $\delta_{max}^0 = 1,3$. La línea punteada azul corresponde a la componente elástica δ_{elast} , la línea punteada roja corresponde a la componente secundaria verdadera δ_{true} , y la línea continua negra corresponde a la suma de estas dos. Los dos puntos resaltados corresponden a: $(E_p, SEY) = (0, R_0)$ y $(E_p, SEY) = (E_{max}^0, \delta_{max}^0)$.

Parámetros	R_0	E_0	s	E_{max}^0	$SEY \equiv \delta_{max}^0$	E_s^0	τ
Valores	0,7	150 eV	1,35	282 eV	$1,0 \xrightarrow{\Delta=0,05} 1,8$	5,2783 eV	1,0828

Cuadro 5: Resumen de los parámetros relativos a las propiedades superficiales de las cámaras de vacío utilizados en las simulaciones.

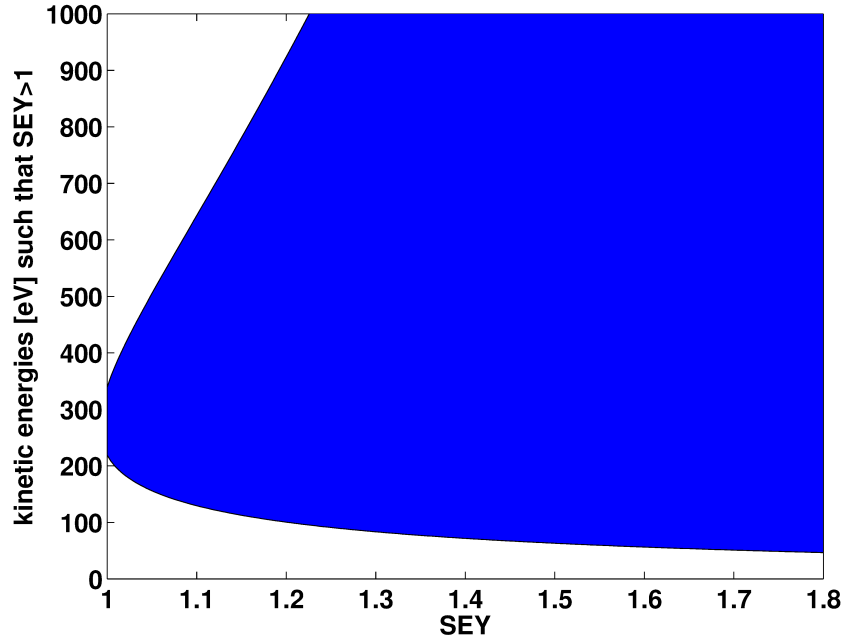


Figura 8: Mapa con las energías cinéticas para las que $\delta > 1$ utilizando: $\theta_p = 0$, $R_0 = 0,7$, $E_{max}^0 = 282$ eV. Para un SEY de 1.0, el valor menor es 218,8 eV y el valor mayor es 339,8 eV. Para un SEY de 1.8, el valor menor es 46,6 eV y el valor mayor es 3446,4 eV.

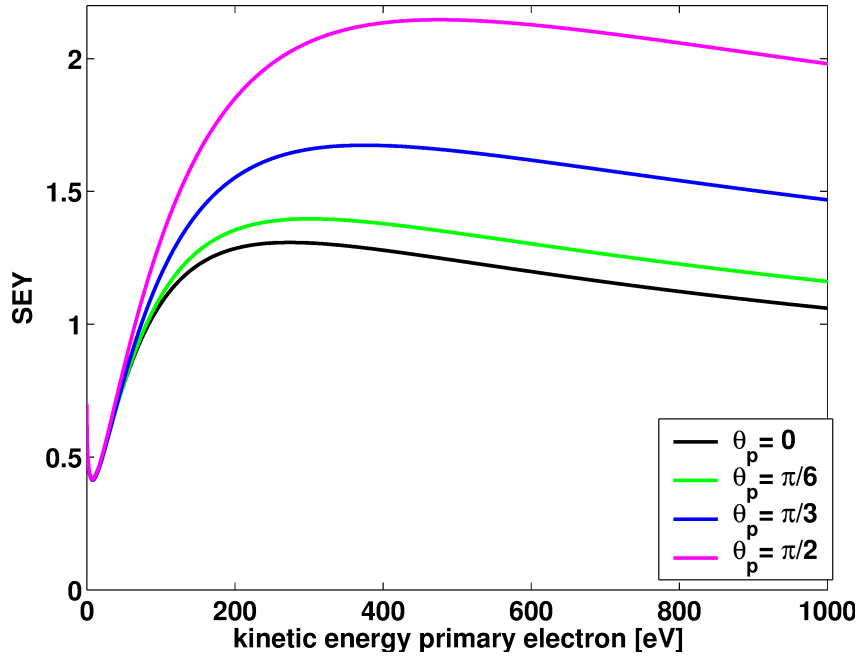


Figura 9: SEY en función de la energía cinética del electrón primario para diferentes ángulos de incidencia θ_p . Parámetros utilizados: $R_0 = 0,7$, $E_{max}^0 = 282$ eV y $\delta_{max}^0 = 1,3$.

donde R_0 corresponde a la probabilidad de reflexión del electrón en el límite a energía cinética cero, y E_0 es un parámetro de ajuste con valor $E_0 = 150 \text{ eV}$. Esta ecuación muestra que la componente elástica del SEY no depende del ángulo de incidencia θ_p . Además, el espectro de la energía cinética con la que los electrones de la componente elástica se escapan de la pared viene dado por:

$$\frac{dN_{s,elast}}{dE_s} = \delta_{DIRAC}(E_s - E_p) \quad (5)$$

La componente secundaria verdadera del SEY

La componente secundaria verdadera del SEY está asociada a los electrones secundarios que supuestamente han penetrado en el material que forma la pared y escapan de él con una energía menor que la del electrón primario. Viene dada por el siguiente modelo:

$$\delta_{true}(E_p, \theta_p) = \delta_{max}(\theta_p) \frac{s \frac{E_p}{E_{max}(\theta_p)}}{s - 1 + \left(\frac{E_p}{E_{max}(\theta_p)}\right)^s} \quad (6)$$

con una dependencia con el ángulo de incidencia dada por:

$$\begin{cases} \delta_{max}(\theta_p) = \delta_{max}^0 \exp(0,5(1 - \cos(\theta_p))) \\ E_{max}(\theta_p) = E_{max}^0 (1 + 0,7(1 - \cos(\theta_p))) \end{cases} \quad (7)$$

donde $\delta_{max}(\theta_p)$ es el máximo de $\delta_{true}(E_p, \theta_p)$ y corresponde a una energía cinética de los electrones primarios de $E_{max}(\theta_p)$; y s es otro parámetro de ajuste elegido con el valor: $s = 1,35$. Además el espectro de la energía cinética con el que los electrones secundarios verdaderos se escapan de la pared viene modelado por:

$$\frac{dN_{s,true}}{dE_s} = \frac{1}{E_s \tau \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(E_s/E_s^0))^2}{2\tau^2}\right) \quad (8)$$

que es similar a una distribución log-normal (i.e. $(dN_{s,true}/dE_s) \sim \ln \mathcal{N}(\mu = \ln(E_s^0), \sigma^2 = \tau^2)$), siendo el valor más probable: $\left\{E_s^* \ni (dN_{s,true}/dE_s)|_{E_s^*} = \max_{E_s \in \mathbb{R}^+} \{(dN_{s,true}/dE_s)\}\right\} = E_s^0 \exp(-\tau^2) \approx 1,6342 \text{ eV}$. Ver Figura 10 y Cuadro 5. En esta distribución, el modelo no depende de la energía cinética del electron primario, E_p .

2.4. Ecuaciones del movimiento

Para obtener las ecuaciones que gobiernan el movimiento de los electrones de la nube de electrones en cada sección del anillo es necesario saber qué fuentes crean los campos electromagnéticos. En este trabajo se han considerado los paquetes de protones, los propios electrones de la nube, y los imanes del acelerador.

La densidad de carga de los paquetes de protones se modela siguiendo una distribución Gaussiana en el sistema de referencia centro de masas del paquete de protones. Utilizando la transformación de Lorentz, esta distribución queda, en el sistema de referencia Laboratorio, del siguiente modo:

$$\rho(x, y, s - \beta ct) = \lambda(s - \beta ct) \otimes \rho_{\perp}(x, y)$$

con:

$$\begin{cases} \lambda(s - \beta ct) = \frac{Q_b}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{s - \beta ct}{\sigma_s}\right)^2\right) \\ \rho_{\perp}(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right)\right) \end{cases} \quad (9)$$

siendo $\lambda(s - \beta ct)$ la distribución de carga en el eje longitudinal y $\rho_{\perp}(x, y)$ la distribución de carga en el plano transversal. Q_b es la carga total en cada paquete de protones, y el resto de parámetros son los dados en el Cuadro 4.

En el caso más general (cuando la cámara de vacío no es elíptica) el campo eléctrico generado tanto por los paquetes de protones como por la nube de electrones se calcula resolviendo el siguiente problema de contorno (sujeto a condiciones de contorno de Neumann y Dirichlet):

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} & \text{en } \Omega \\ \left\{ \begin{array}{l} \vec{n} \wedge \vec{E} = \vec{0} \\ \phi = 0 \end{array} \right\} & \text{en } \partial\Omega \end{cases} \quad (10)$$

donde \vec{E} es el campo eléctrico, ε_0 es la permitividad del vacío, ρ es la densidad de carga, \vec{n} es el vector unitario perpendicular en cada punto a la superficie que define los límites de la cámara de vacío, y ϕ es el potencial eléctrico escalar. Se trata de una ecuación diferencial lineal elíptica no homogénea ($B^2 - 4AC < 0$). Estas condiciones de contorno suponen que las paredes de las cámaras de vacío son consideradas conductoras eléctricas perfectas, y que se ha elegido $\phi = 0$ como el valor del potencial allí. En el código PyECLOUD se aplica el Método de Diferencias Finitas para resolver el problema. En particular en el dominio Ω , se tiene:

$$\frac{\phi_{i-1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i+1,j}}{h^2} + \frac{\phi_{i,j-1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j+1}}{k^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho_{i,j}$$

donde $\phi_{i,j}$ es el valor del potencial eléctrico en el punto del mallado designado por el par $\{i, j\}$, y h y k corresponden a las distancias entre los puntos del mallado en el eje horizontal y en el vertical respectivamente. Después, el campo eléctrico se calcula utilizando la estrategia de diferencias centrales:

$$E_{i,j}^x = -\frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2h} \quad E_{i,j}^y = -\frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2k}$$

Una vez obtenido el campo eléctrico generado tanto por los paquetes de protones como por la nube de electrones en cada punto del mallado, y conociendo el campo magnético externo

presente en la sección del anillo que se está estudiando, el movimiento de los electrones se computa utilizando la fuerza de Lorentz, del siguiente modo:

$$\frac{d\vec{v}(t)}{dt} = -\frac{q}{m} \left(\vec{E}_{beam}(\vec{x}(t), t) + \vec{E}_{cloud}(\vec{x}(t), t) + \vec{v}(t) \wedge \vec{B}_{ext}(\vec{x}(t), t) \right)$$

donde \vec{E}_{beam} es el campo eléctrico generado por los paquetes de protones, \vec{E}_{cloud} es el campo eléctrico generado por la nube de electrones, y \vec{B}_{ext} es el campo magnético externo generado por los imanes (es nulo en una "drift section").

2.5. La interacción entre los paquetes de protones y la nube de electrones

Una manera de calcular cuánta energía pierden los paquetes de protones al interaccionar con la nube de electrones es a través del siguiente balance energético:

$$\frac{dU_{bunch}}{dt} = \frac{dU_{cloud}}{dt} + P_{wall} \quad (11)$$

donde U_{bunch} es la energía del paquete de protones que está interaccionando con la nube de electrones en cada instante de tiempo, P_{wall} es el flujo de energía que tiene en cuenta las pérdidas ($P_{wall} < 0$) que se producen al chocar los electrones primarios en la pared de la cámara de vacío y generarse (o no) en cada choque nuevos electrones secundarios⁶, y finalmente U_{cloud} es la energía de los $N(t)$ electrones que forman la nube en la sección del anillo que se está estudiando:

$$U_{cloud} = \sum_{k=1}^{N(t)} \left(\frac{\vec{p}_k^2}{2m_e} + q_e \phi(\vec{x}_k, s - \beta ct) + \sum_{j>k} \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{x}_j - \vec{x}_k|} \right) \quad (12)$$

que es simplemente la suma de las energías cinéticas y potenciales de cada uno de los $N(t)$ electrones que forman la nube.

⁶Estas pérdidas se computan, por cada impacto, como la diferencia entre la energía cinética del electrón primario que choca contra la pared y la energía cinética de los electrones secundarios generados en tal choque.

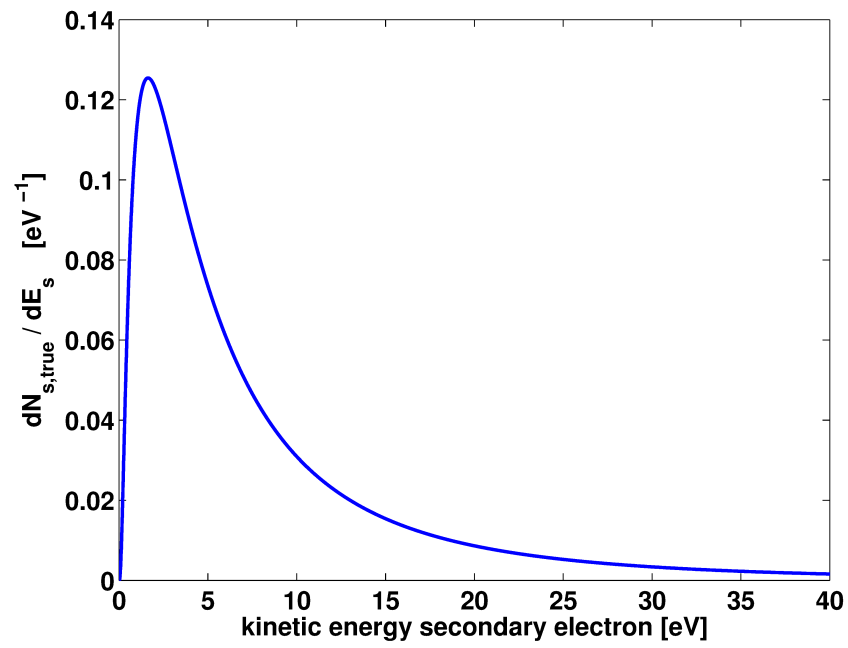


Figura 10: Función densidad de probabilidad $\frac{dN_{s,true}}{dE_s}$

3. Respaldo en el diseño de los monitores de nubes de electrones para el imán MU98

En el marco del proyecto "LHC Injector Upgrade", la comisión LIU-PS decidió que se instalaran dos nuevos monitores de nube de electrones en uno de los 100 imanes principales del CERN-PS durante el apagón programado para 2013-2014. El imán finalmente elegido fue el MU98.

Uno de los dos monitores a instalar sería un colector de electrones como los ya instalados en las secciones rectas SS84 y SS98 [16,17]. Este colector detectaría directamente los electrones de una región muy específica de la cámara de vacío y, después, el número de electrones en toda la cámara de vacío se podría deducir a partir de esa información. El otro monitor a instalar sería un detector de fotones. Este monitor detectaría los fotones inducidos en los choques de los electrones contra la pared de la cámara de vacío. Después también se podría deducir el número de electrones en la cámara de vacío pero, a diferencia del otro monitor, esto se haría utilizando información generada en una región más amplia de la cámara de vacío.

La información requerida para el diseño posterior de los dos monitores de electrones fue: la posición donde los electrones podrían golpear la pared (para saber dónde colocar el colector de electrones), y las energías con las que los electrones podrían chocar la pared (para saber el número de fotones que se generarían en los choques, y la intensidad eléctrica que captarían los colectores de electrones). Los resultados relativos a esta información que proporciona el código PyECLOUD son el número total de electrones que golpean la pared en una región de la pared de la cámara de vacío de anchura Δx en el eje x y $\Delta y = 1$ m en el eje y, y en un espacio de tiempo determinado, $dN_{imp}(x)/dt$; y también la suma del número de electrones que golpean en cualquier lugar de la pared en un rango de energías de anchura ΔE y en un espacio de tiempo determinado, $dN_{imp}(E)/dt$. Con esta información hemos calculado el flujo medio de electrones por vuelta⁷ ($T_{rev} = 2,1 \mu s$) que atravesaría la pared de la cámara de vacío si se colocara un colector de electrones:

$$\langle I(x) \rangle = \frac{q_e}{T_{rev} (\Delta x \Delta y)} \int_0^{T_{rev}} \frac{dN_{imp}(x)}{dt} dt$$

y la distribución en energías con la que, a lo largo de una vuelta ($T_{rev} = 2,1 \mu s$), los electrones chocarían contra cualquier lugar de la pared:

$$\left(\frac{dN(E)}{dE} \right)_{tot} = \frac{1}{\Delta E} \int_0^{T_{rev}} \frac{dN_{imp}(E)}{dt} dt$$

Para las simulaciones, la cámara de vacío elegida es la *standard*, y el campo magnético: el "Exterior Open" (ver Figura 3a) al estar refiriéndonos a la parte focalizante del imán MU98. Los resultados se han calculado para la estrategia de producción de haces de protones que más electrones genera: los haces LHC25. Las simulaciones se han llevado a cabo suponiendo valores de las propiedades superficiales de la cámara de vacío próximos a los obtenidos en [10], es decir, escogiendo valores en torno de $\delta_{max}^0 = 1,6$.

⁷Con vuelta nos referimos al intervalo de tiempo que los paquetes de protones necesitan para dar una vuelta completa al anillo. Se supone que los electrones no tienen velocidad en el eje longitudinal del acelerador.

Resultados

En las Figuras 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17 y 18 se muestran los resultados de la distribución espacial y del espectro de energías de los impactos de los electrones contra la pared para distintas intensidades de los haces de protones. En cada subfigura, que corresponde a un valor distinto del parámetro δ_{max}^0 , se muestran los resultados para cada momento del ciclo magnético del acelerador, desde $4\sigma_s/c = 16$ ns hasta $4\sigma_s/c = 4$ ns en distintos colores (ver correspondencia con el tiempo en la Figura 6). Cuando el efecto *multipacting* no tiene lugar, el área bajo la curva de $\langle I(x) \rangle$ es pequeña, y la altura del máximo de la función $(dN(E)/dE)_{tot}$ en el entorno de $E_s^0 = 282$ eV es pequeña, ocurriendo lo contrario para el caso en el que el efecto *multipacting* tiene lugar.

Las características más relevantes se recopilan en el Cuadro 6.

Intensidad	Región impactos	Mayor energía impactos
$1 \cdot 10^{11}$ ppb	$[-20 \text{ mm}, +25 \text{ mm}]$	$\gtrsim 450 \text{ eV}$
$1,3 \cdot 10^{11}$ ppb	$[-25 \text{ mm}, +30 \text{ mm}]$	$\gtrsim 600 \text{ eV}$
$1,9 \cdot 10^{11}$ ppb	$[-30 \text{ mm}, +35 \text{ mm}]$	$\gtrsim 800 \text{ eV}$
$2,6 \cdot 10^{11}$ ppb	$[-35 \text{ mm}, +40 \text{ mm}]$	$\gtrsim 900 \text{ eV}$

Cuadro 6: Tabla resumen de los resultados.

La característica más reseñable de los resultados es que el centro de la distribución espacial con la que los electrones chocan contra las paredes de la cámara de vacío no tiene la misma coordenada horizontal que el lugar por donde pasan los haces de protones ($x = 0$), sino que está desplazado hacia la derecha; y que dos bandas con mayor densidad de electrones aparecen a ambos lados de él cuando se desarrolla el efecto *multipacting*, estando la banda de la izquierda más poblada. En los siguiente párrafos se intenta la razón de este comportamiento.

Por un lado, en regiones bajo la influencia de campos electromagnéticos (en nuestro caso \vec{E} creado por los haces de protones y \vec{B}_{ext} creado por el imán), las trayectorias⁸ de los electrones vienen dadas por [18]:

- una aceleración $q_e \vec{E}_{\parallel}(t)/m_e$ a lo largo de las líneas del campo magnético \vec{B}_{ext} ,
- una velocidad de arrastre $\vec{v}_D(t) = (\vec{E}(t) \wedge \vec{B}_{ext}) / B_{ext}^2$ en el eje longitudinal s del anillo (que despreciamos en el análisis),
- y un movimiento circular en el plano normal a \vec{B}_{ext} con un radio $m_e (\vec{v}_{\perp}(t) - \vec{v}_D(t)) / (q_e B_{ext})$

es decir, los electrones en su movimiento están confinados a lo largo de las líneas del campo magnético.

⁸Se descompone el vector velocidad de cada electrón en una componente paralela al campo magnético y otra perpendicular como: $\vec{v}(t) = \vec{v}_{\parallel}(t) + \vec{v}_{\perp}(t)$ (además: $\vec{v}_{\perp}(t) = \vec{v}_D(t) + (\vec{v}_{\perp}(t) - \vec{v}_D(t))$), y lo mismo se hace con el campo eléctrico generado por los paquetes de protones: $\vec{E}(t) = \vec{E}_{\parallel}(t) + \vec{E}_{\perp}(t)$;

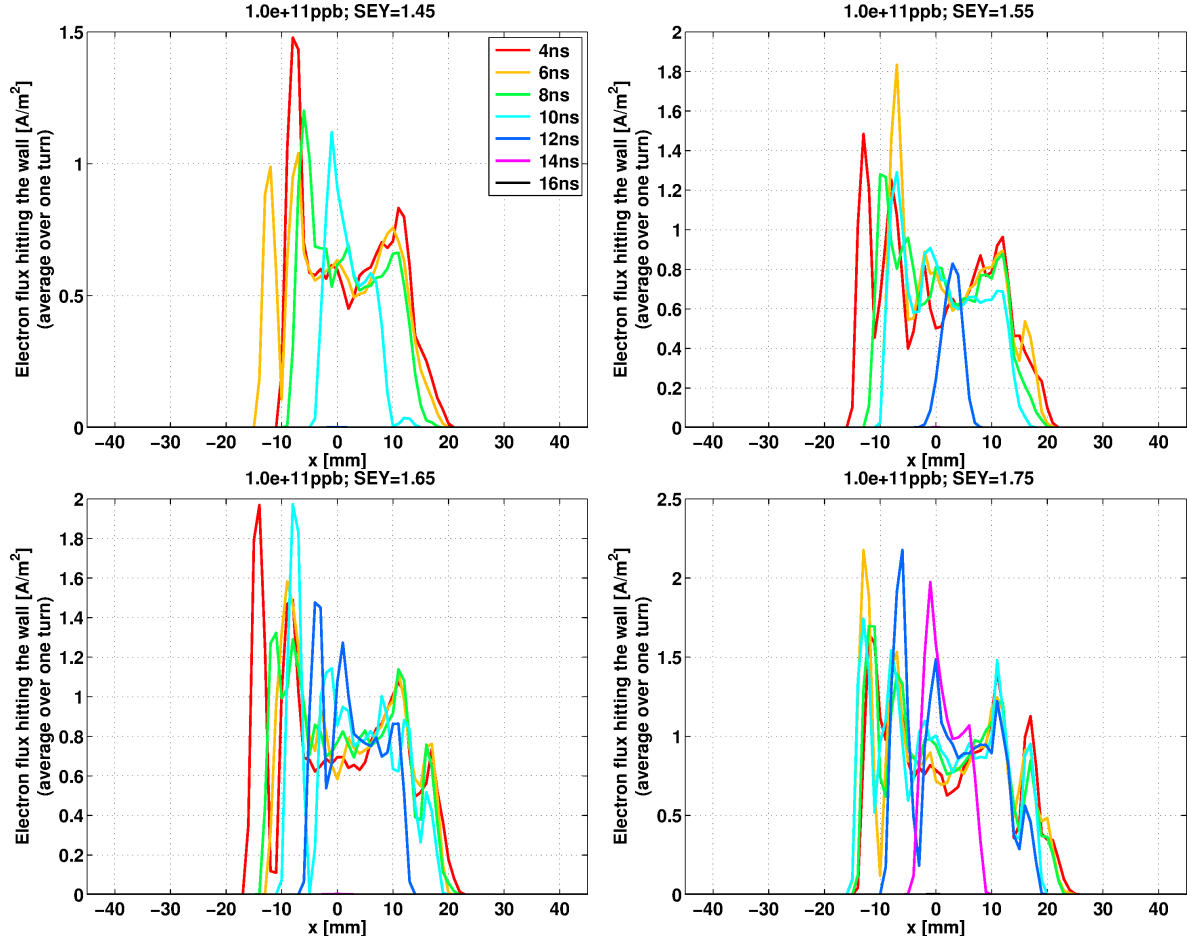


Figura 11: Resultados sobre la distribución espacial con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $1 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6).

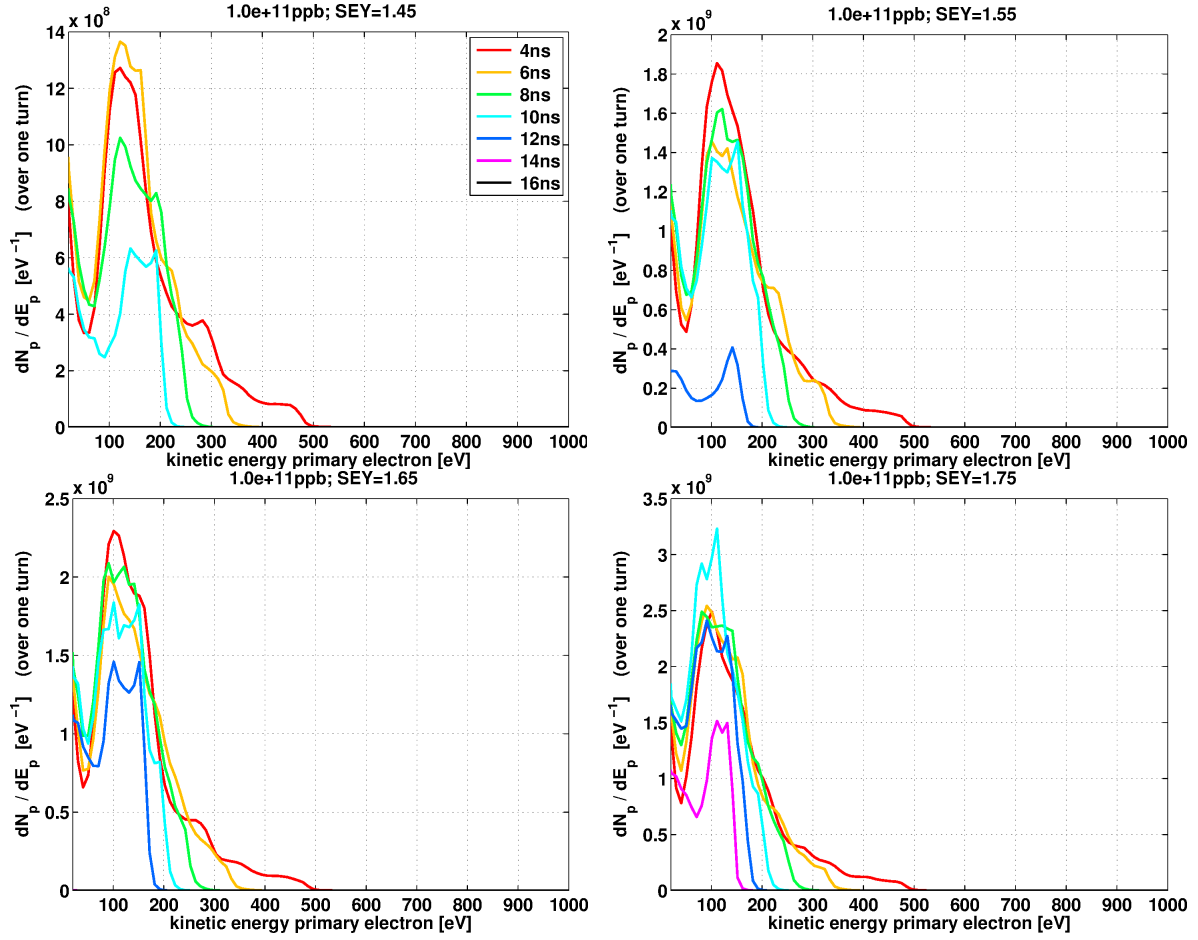


Figura 12: Resultados sobre la distribución en energías con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $1 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6). Para mayor claridad, energías menores de 20 eV no se muestran.

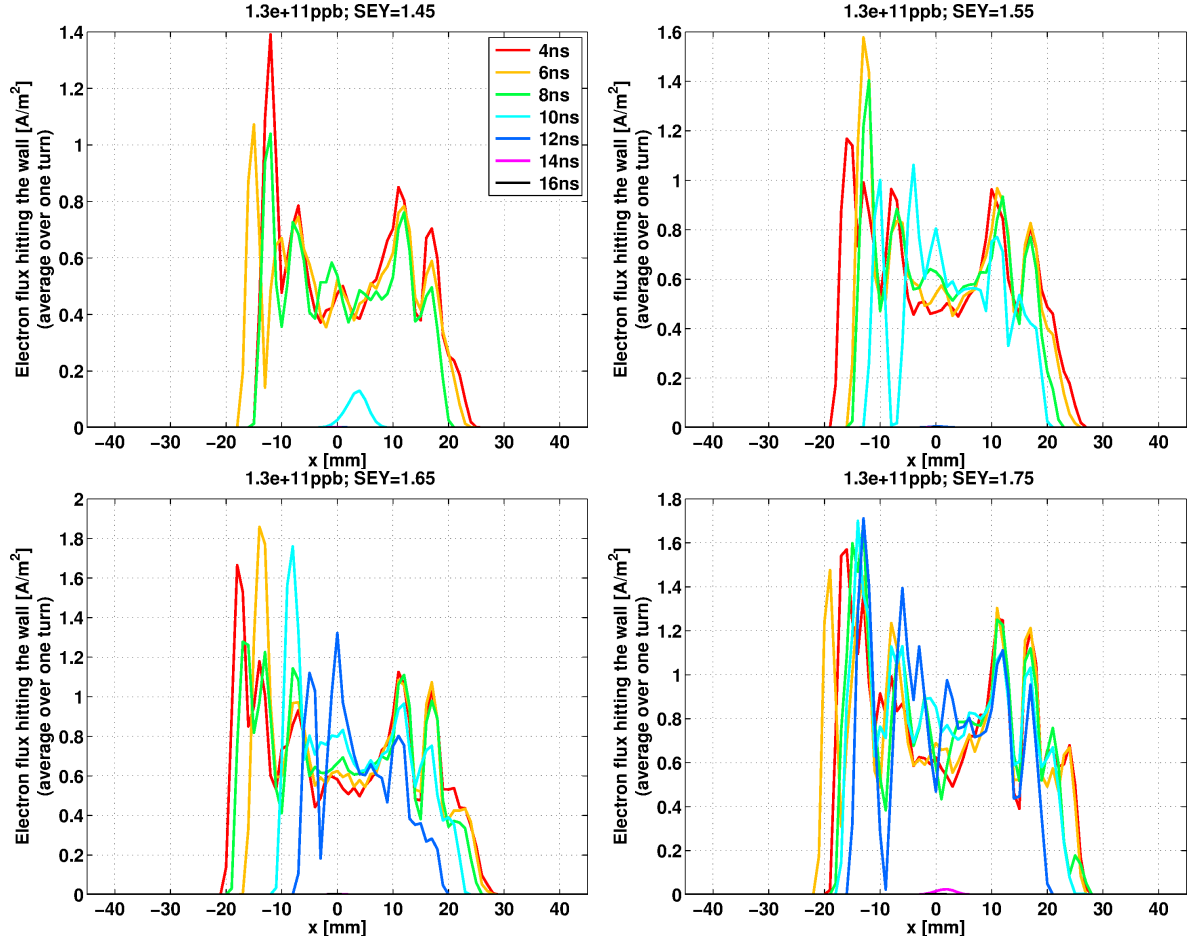


Figura 13: Resultados sobre la distribución espacial con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6).

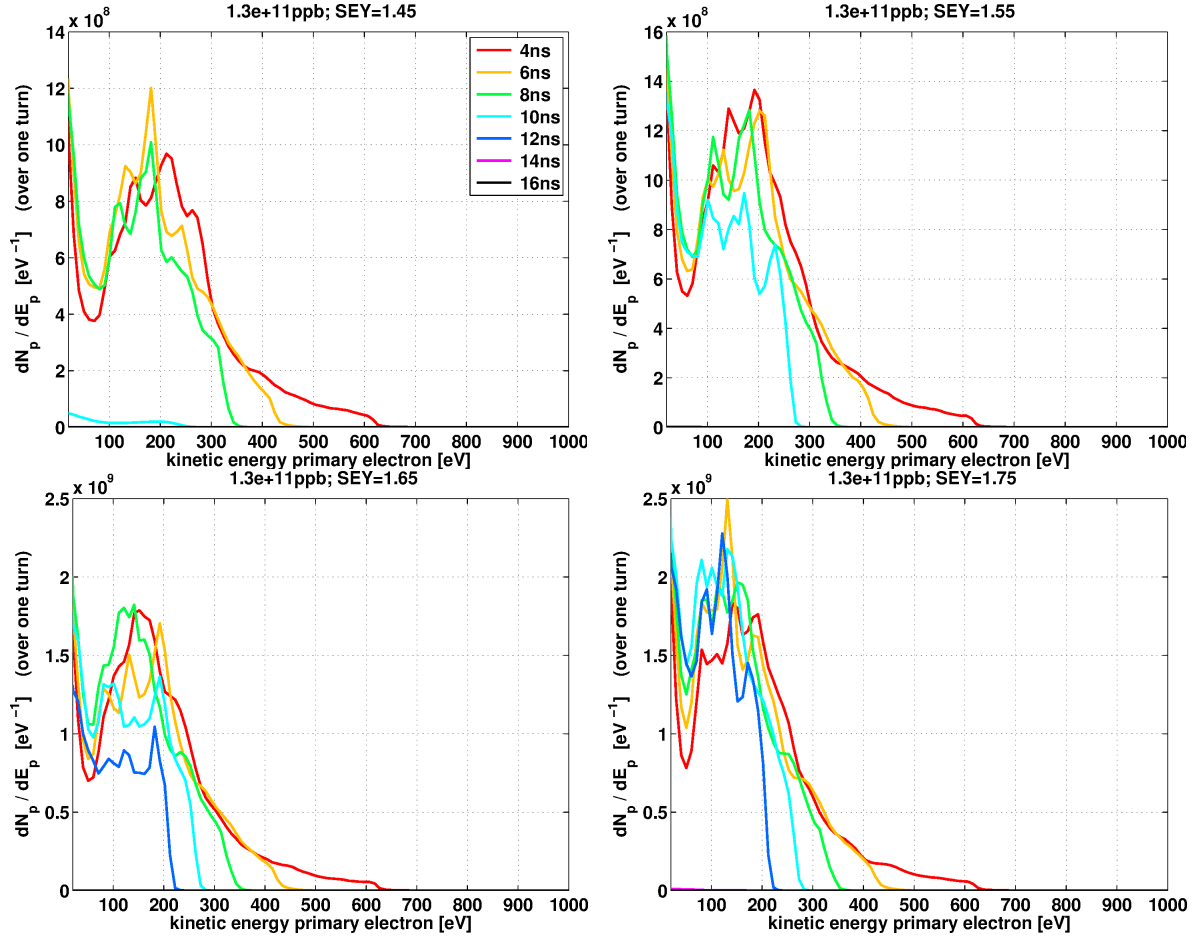


Figura 14: Resultados sobre la distribución en energías con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6). Para mayor claridad, energías menores de 20 eV no se muestran.

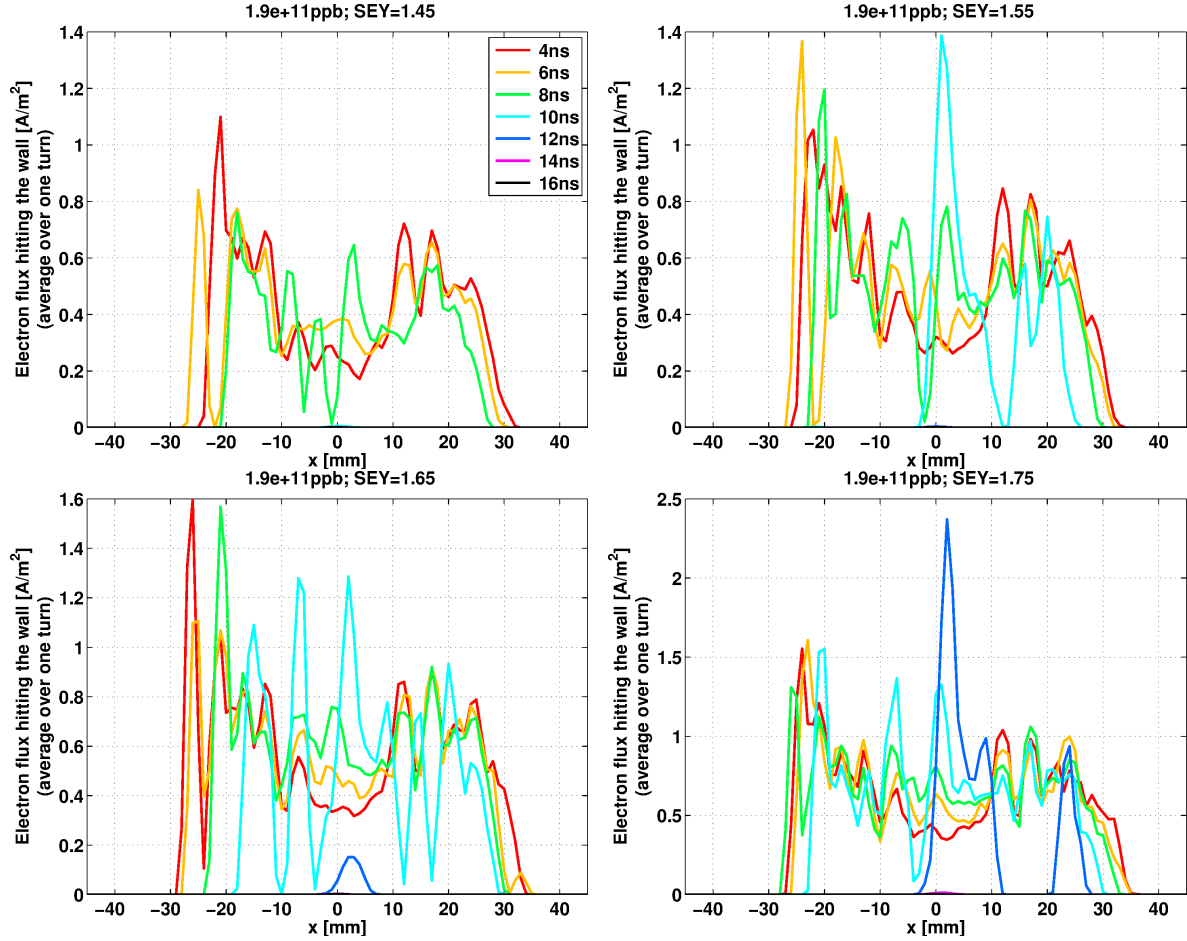


Figura 15: Resultados sobre la distribución espacial con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6).

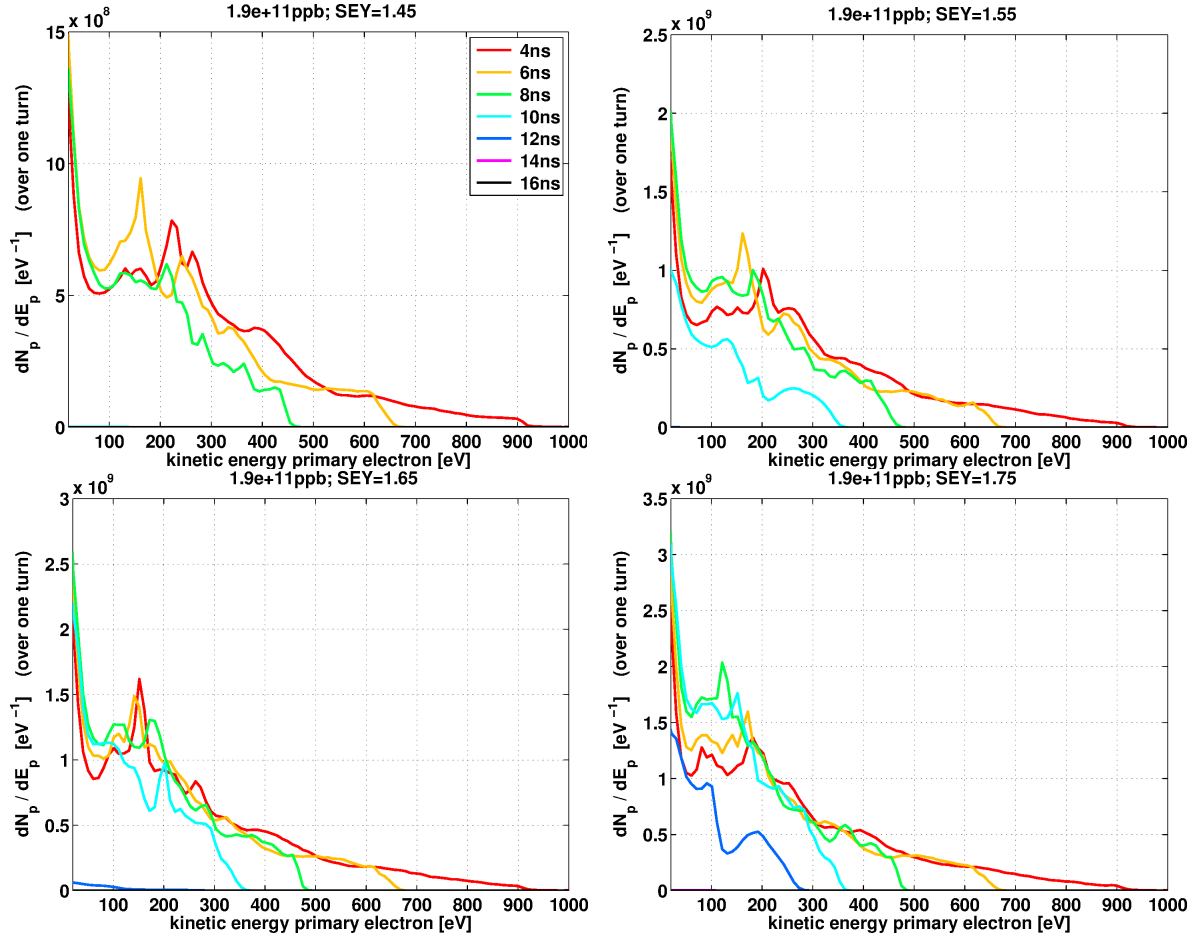


Figura 16: Resultados sobre la distribución en energías con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6). Para mayor claridad, energías menores de 20 eV no se muestran.

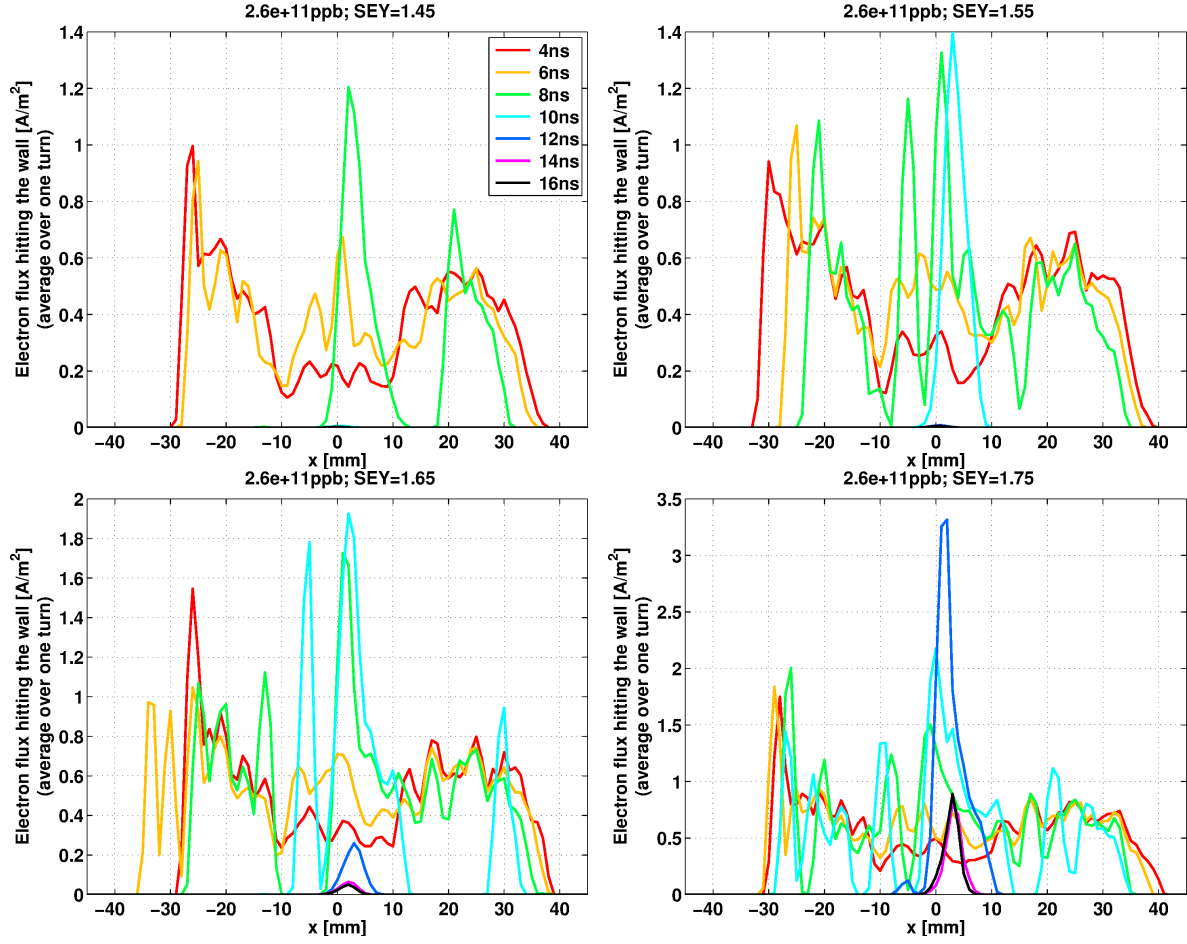


Figura 17: Resultados sobre la distribución espacial con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6).

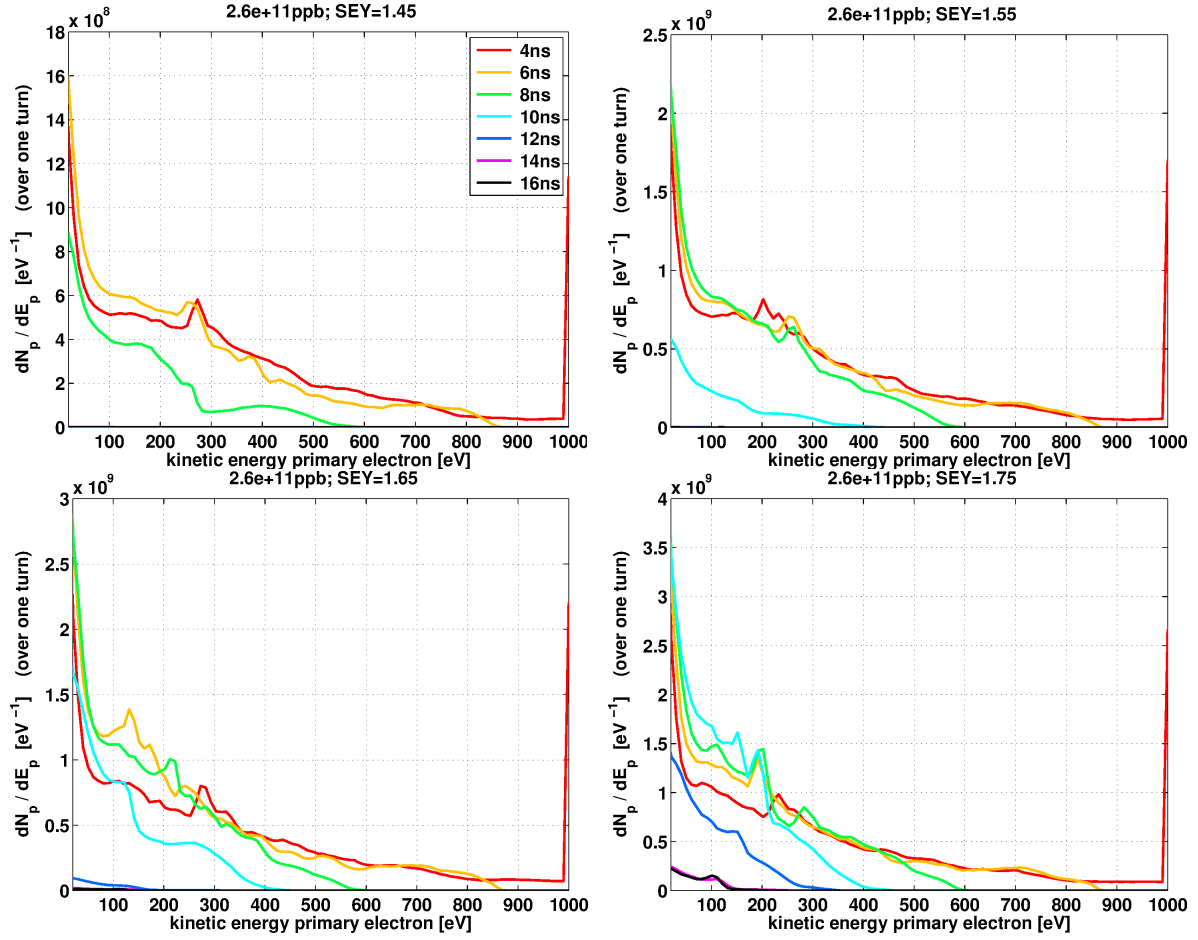
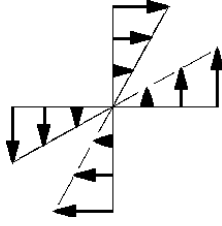
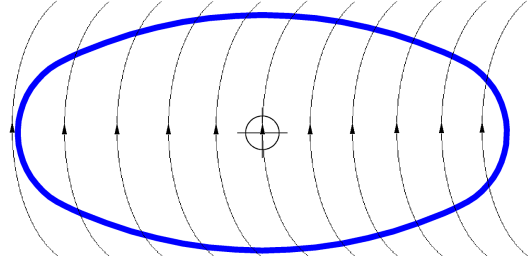


Figura 18: Resultados sobre la distribución en energías con la que los electrones golpean la cámara de vacío a lo largo del eje x utilizando haces LHC25 con una intensidad $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb. Los diferentes colores representan las diferentes longitudes de los haces de protones ($4\sigma_s/c$) y, por tanto, los diferentes momentos en el ciclo magnético del acelerador (ver Figura 6). Para mayor claridad, energías menores de 20 eV no se muestran.



(a) Componente cuadrupolar del campo magnético. La fuerza de Lorentz haría que los protones yendo hacia afuera del papel fueran focalizados en el plano horizontal.



(b) Dramatización de las líneas del campo magnético dentro de la cámara de vacío *standard*.

Figura 19: Vista esquemática del campo magnético externo en la cámara de vacío de la parte focalizante del imán MU98. El centro geométrico del acelerador estaría a la izquierda, y los haces de protones pasarían hacia afuera del papel (en el sentido de las agujas del reloj).

Por otro lado, el campo magnético generado en la parte focalizante del imán MU98 puede escribirse como [19]:

$$\vec{B}_{ext}(x, y, s) = \begin{pmatrix} g_0 y \\ B_0 + g_0 x \\ 0 \end{pmatrix}$$

debido a la forma de los núcleos de hierro que forman la mitad focalizante del imán (ver Figura 3a) y a que el campo magnético emana de manera perpendicular a la superficie que define el entrehierro ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$). En la Figura 19 se muestran las líneas del campo magnético.

Con esto puede verse por qué, cuando el efecto *multipacting* no tiene lugar, la distribución de los electrones se concentra en una región central ligeramente desplazada hacia la derecha. Los electrones confinados en las líneas del campo magnético que atraviesan las regiones por donde pasan los haces de protones pasan, son los electrones que con mayor energía golpean la pared y generan más electrones secundarios en cada choque.

Sin embargo, cuando el efecto *multipacting* está presente, el lugar donde más electrones secundarios se generan cuando los electrones primarios chocan contra la pared no es la región central, pues la curva SEY frente a la energía cinética de los electrones primarios (Figura 7) no es monotonamente creciente. Esto explicaría por qué se generan dos bandas de electrones a ambos lados de la cámara de vacío. También hay que tener en cuenta el ángulo con el que los electrones chocan contra la pared (Figura 9), ya que la incidencia normal es la que genera menos electrones secundarios por choque. Esto explicaría por qué en la parte izquierda de la cámara ($x < 0$) chocan más electrones contra la pared que en la parte derecha.

4. Efecto de los diferentes campos magnéticos

El objetivo de esta sección es estudiar las diferencias en los resultados al simular los diferentes posibles campos magnéticos externos presentes en las secciones del anillo, con el fin de buscar similitudes en los resultados y poder así reducir el número de simulaciones a llevar a cabo en el resto del estudio. Con ello se pretende ahorrar recursos que más tarde podrían utilizarse para analizar más escenarios en el estudio.

Los cinco campos magnéticos simulados son los correspondientes a los generados por los cuatro tipos de bloques que forman los 100 imanes principales del CERN-PS (ver Figura 3), y a la ausencia de cualquier campo magnético externo ("drift spaces"). Los resultados se muestran para dos tipos de cámaras de vacío: la cámara *standard* y una de las dos no simétricas. La estrategia de producción de haces de protones elegida es la de los haces LHC25 por ser la que más electrones produce. Una vez obtenidos los resultados se trabaja bajo la suposición de que las mismas tendencias en el comportamiento también se dan en el resto de estrategias de producción de haces de protones tenidas en cuenta en el estudio.

Los resultados que se muestran son el número de electrones en la cámara de vacío por metro en el eje longitudinal, y las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta por metro en el eje longitudinal debidas al efecto nube de electrones (utilizando ecuaciones (11) y (12)). El primer observable es el más representativo de la acumulación de electrones, y el segundo es uno de los efectos de la nube de electrones sobre los haces de protones.

El cálculo del primer observable es directo porque su evolución temporal es una infomación que proporciona el código PyECLOUD. Se debe comprobar que cada simulación llegue a simular cinco vueltas de los haces de protones, y tomar el máximo del número de electrones en la cámara de vacío por metro en el eje longitudinal en la última vuelta.

Para el cálculo del segundo observable tenemos que tener en cuenta la siguiente información que proporciona el código: la evolución temporal tanto de la energía cinética, $K_{cloud}(t)$, como de la potencial, $V_{cloud}(t)$, de todos los electrones que forman la nube en un metro del anillo, la energía que sale de la cámara de vacío en cada intervalo de tiempo Δt al chocar los electrones primarios contra la pared, $\int_{\Delta t} K_{out}(t) dt$, y la energía que se recupera en el mismo intervalo de tiempo Δt al generarse electrones secundarios cuando los primarios chocan contra la pared, $\int_{\Delta t} K_{in}(t) dt$. Dado que los instantes de tiempo en los que cada uno de estas contribuciones está evaluada es diferente entre sí (excepto entre los dos últimos), se tiene que recurrir a interpolaciones lineales para evaluar todas en los mismos intervalos de tiempo. Los intervalos de tiempo elegidos son los correspondientes al paso de cada uno de los paquetes de protones. Para definirlos se buscan los instantes de tiempo más cercanos a los mínimos de la función densidad de carga de los paquetes de protones en el eje longitudinal en función del tiempo: $\lambda(s - \beta ct)$ (ver ecuación (9)). Una vez realizadas las interpolaciones e integrando la ecuación (11), obtenemos:

$$\left[U_{bunch} \right]_{t_0}^{t_0 + T_{bunch}} = \left[K_{cloud} + V_{cloud} \right]_{t_0}^{t_0 + T_{bunch}} + \int_{t_0}^{t_0 + T_{bunch}} (K_{out} - K_{in}) dt \quad (13)$$

donde, para el primer paquete de protones, t_0 es tal que $t_0 + T_{bunch}$ es el segundo mínimo de la función $\lambda(s - \beta ct)$ para la quinta vuelta simulada⁹ siendo T_{bunch} el espaciado entre los paquetes

⁹El primero no está bien definido porque $\lambda(s - \beta ct) = 0$ entre el final de la cuarta vuelta simulada y el principio de la quinta.

de protones del haz¹⁰. Para los subsiguientes paquetes de protones simplemente se cambia t_0 por $t_0 + T_{bunch}$. El observable que nos interesa es el de la izquierda de la igualdad en la ecuación (13). Después se coge el máximo a lo largo de la quinta vuelta.

Resultados

Los resultados para la cámara *standard* se muestran en las Figuras 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26 y 27; y los resultados para la cámara *special exterior* se muestran en las Figuras 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34 y 35. En cada página se muestran dos figuras con los resultados de los dos observables simulados para una intensidad de los haces de protones determinada. Para cada una de las dos figuras, se muestra una subfigura por cada momento del ciclo magnético del acelerador, desde $4\sigma_s/c = 14$ ns hasta $4\sigma_s/c = 4$ ns (ver correspondencia con el tiempo en la Figura 6). Después, en cada subfigura dentro de éstas, se muestran los resultados de las simulaciones para las cinco configuraciones magnéticas (en cinco colores diferentes) tenidas en cuenta en función de las propiedades superficiales de la cámara de vacío (parámetro δ_{max}^0). Así, en las gráficas sobre el número de electrones en la cámara de vacío por metro en el eje longitudinal pueden distinguirse dos zonas en función de δ_{max}^0 : la región de bajos SEY, en la que el efecto *multipacting* no tiene lugar, y la región de altos SEY, en la que sí que lo tiene. En las gráficas sobre el otro observable, puede verse que éste es despreciable (en la escala dada por las gráficas) cuando el efecto *multipacting* no tiene lugar, no siéndolo en la región de altos SEY.

En los resultados puede verse que las diferencias entre los dos observables simulados son despreciables para el caso de los cuatro campos magnéticos generados por los cuatro tipos de bloques que componen los imanes de función combinada del CERN-PS. Gracias a ello, para el resto de estrategias de producción de haces de protones, bastará con simular uno de ellos elegido de manera arbitraria. Así, cada sección del anillo podrá ser definida por las combinaciones recogidas en el Cuadro 7 en lugar de tener que considerar todas las presentadas en el Cuadro 2. Esto significaría que a la hora de caracterizar globalmente el anillo para las tres estrategias de producción de haces de protones, en lugar de tener que realizar las 21420 simulaciones inicialmente necesarias, pasaríamos a necesitar 8568, lo que significa reducir en un 60 % el tiempo de cálculo.

Por otro lado, también puede verse que los umbrales del efecto *multipacting* son mayores (en términos de δ_{max}^0 y teniendo en cuenta las dos geometrías de las cámaras de vacío) en las regiones sin campo magnético que en los imanes principales cuando la intensidad es $N_b = 2,6 \cdot 10^{11}$ ppb ó $N_b = 1,9 \cdot 10^{11}$ ppb; lo mismo ocurre cuando la intensidad es $N_b = 1,3 \cdot 10^{11}$ ppb para los paquetes de protones cuyas longitudes son mayores o iguales que 6 ns; y también ocurre lo mismo cuando la intensidad es $N_b = 1 \cdot 10^{11}$ ppb para los paquetes de protones cuyas longitudes son mayores o iguales que 8 ns. Hay que recordar que cuanto más bajo es el umbral del efecto *multipacting* en términos de δ_{max}^0 , para un rango mayor de valores de δ_{max}^0 dicho efecto tiene lugar.

¹⁰Este espaciado T_{bunch} es de 25 ns para el caso los haces LHC25 y los haces BCMS, y 50 ns para el caso de los haces LHC50 (medidos desde el sistema de referencia laboratorio).

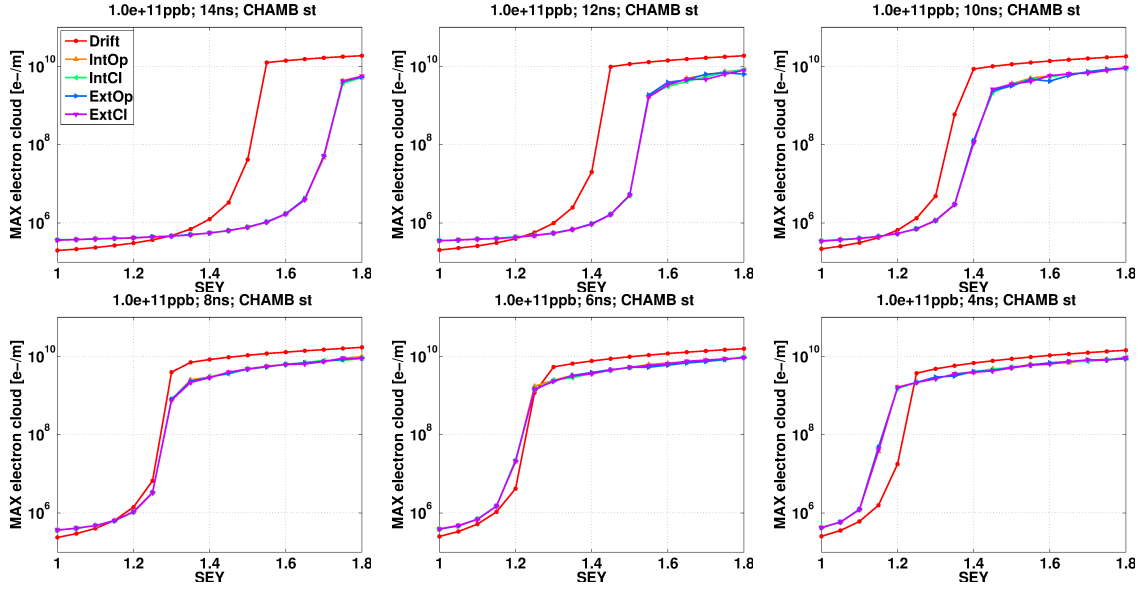


Figura 20: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

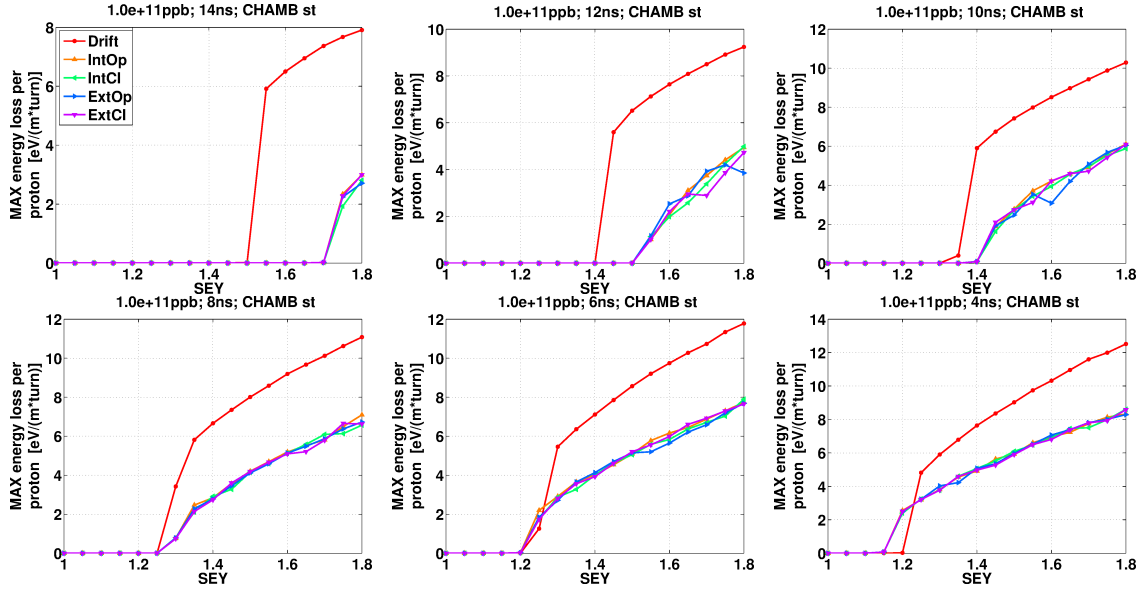


Figura 21: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por protones debidas a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

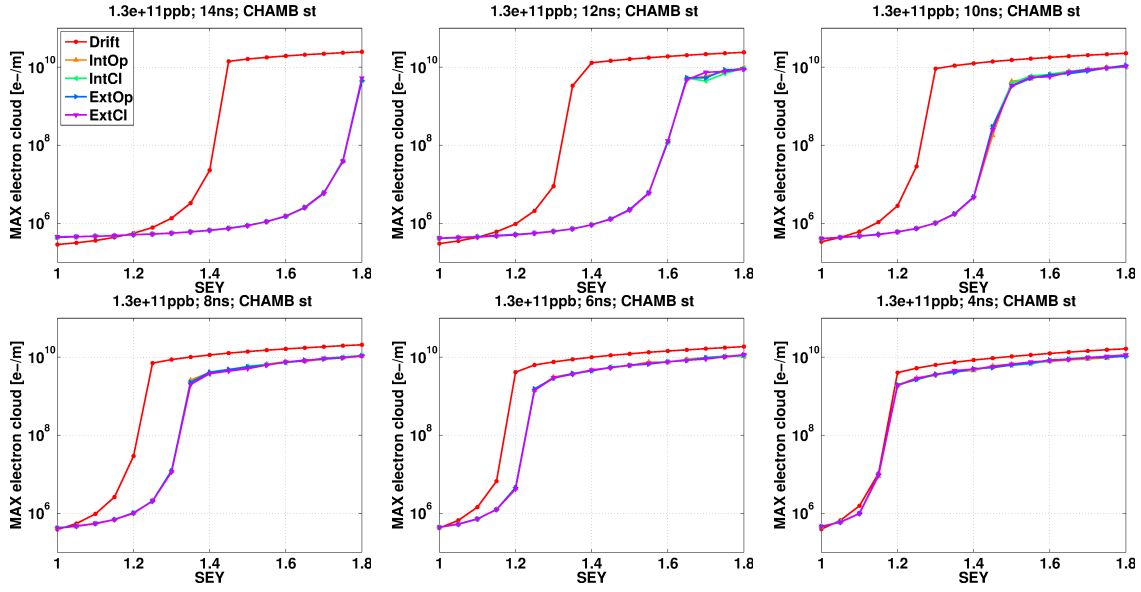


Figura 22: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

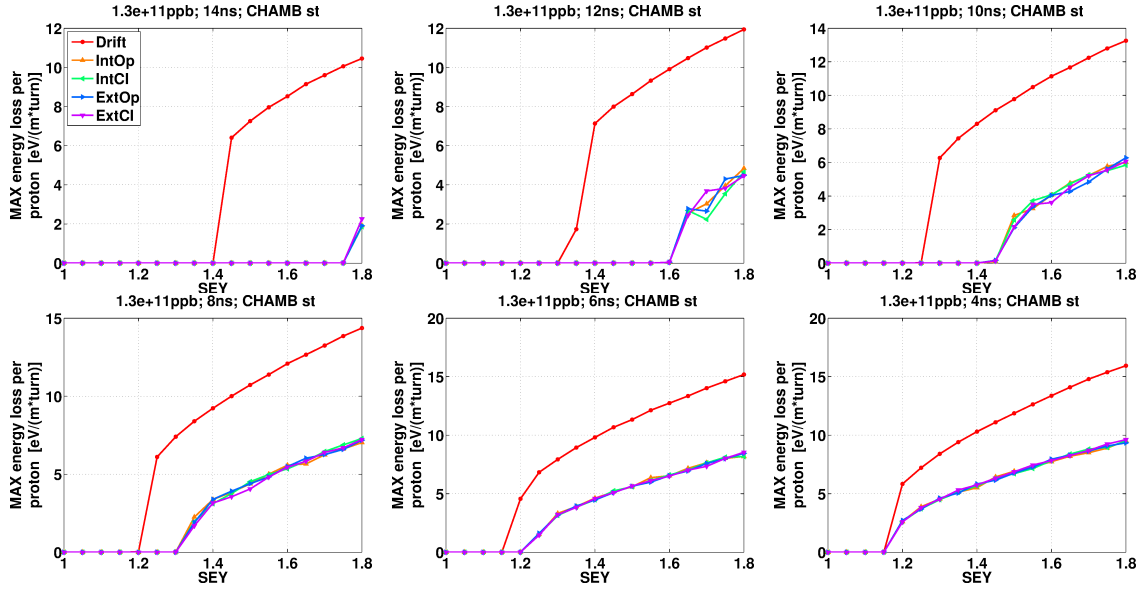


Figura 23: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

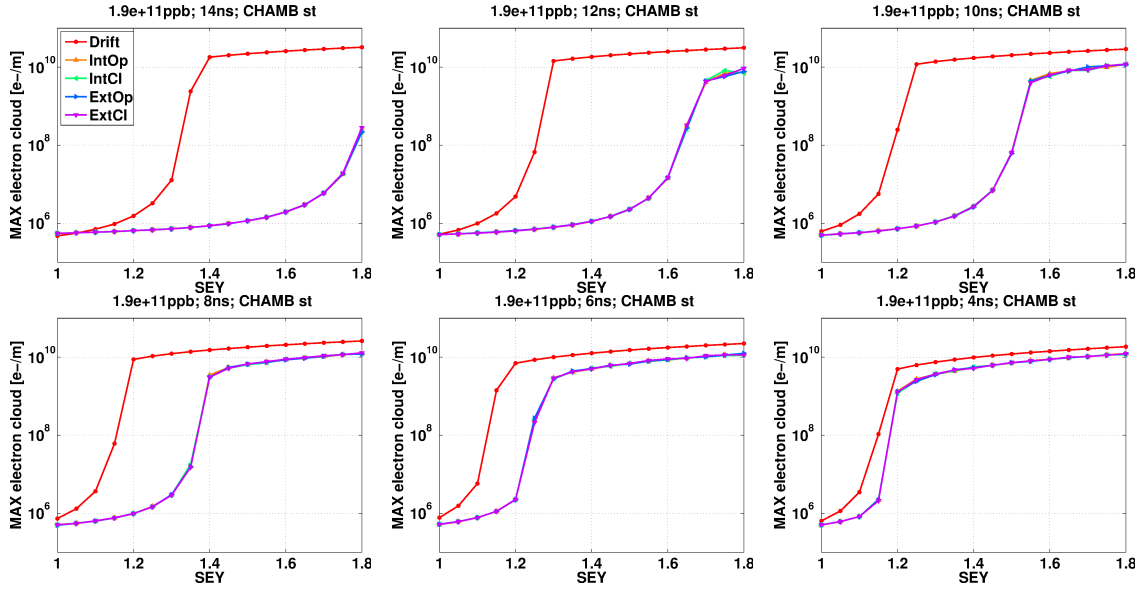


Figura 24: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

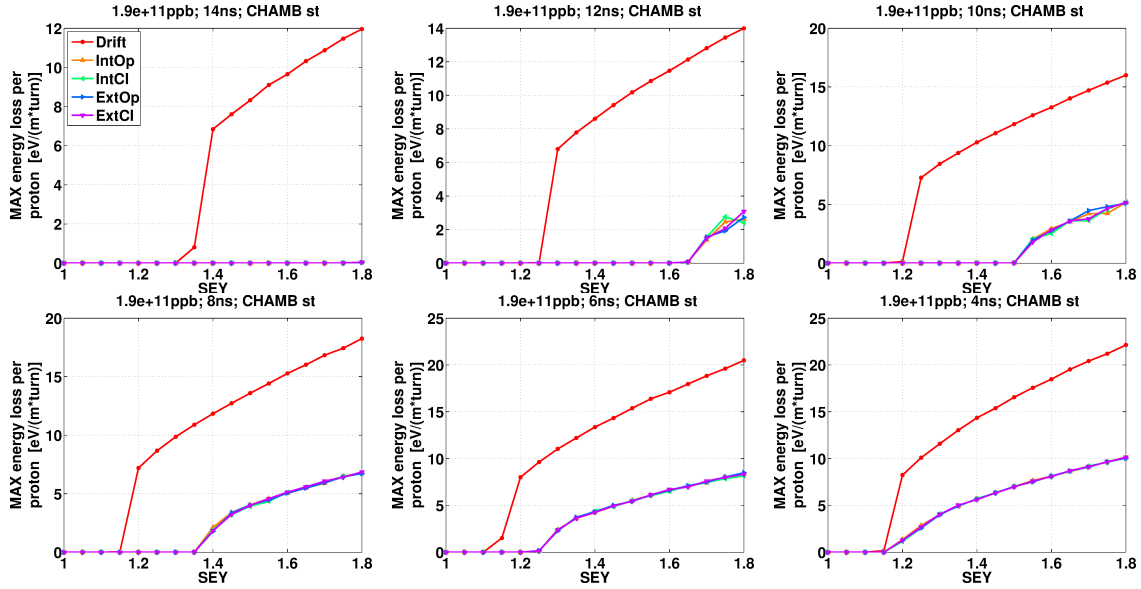


Figura 25: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

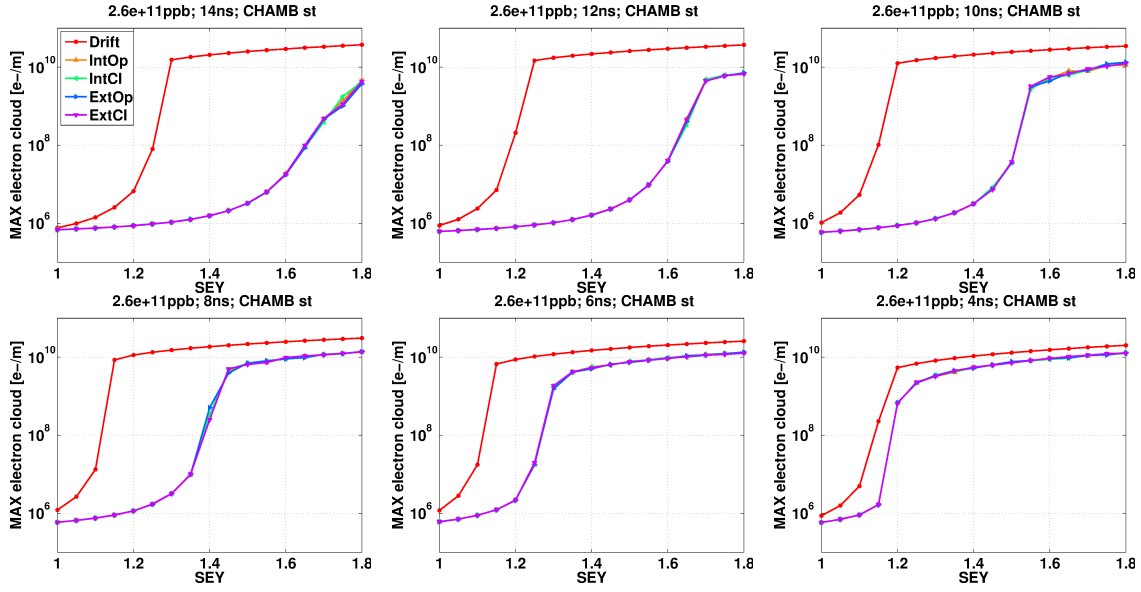


Figura 26: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

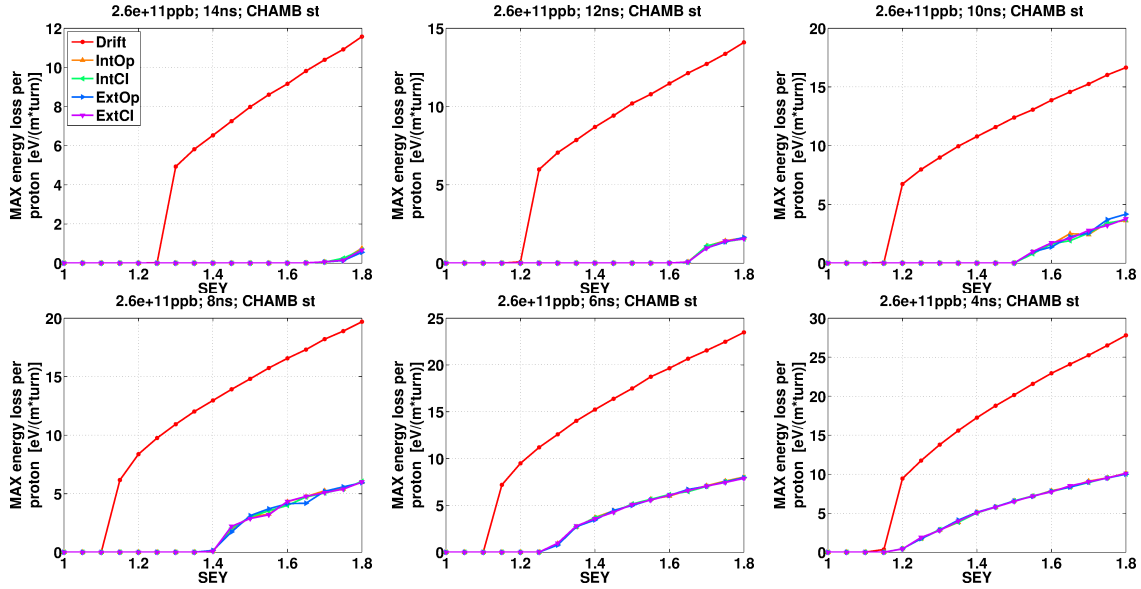


Figura 27: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *standard*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

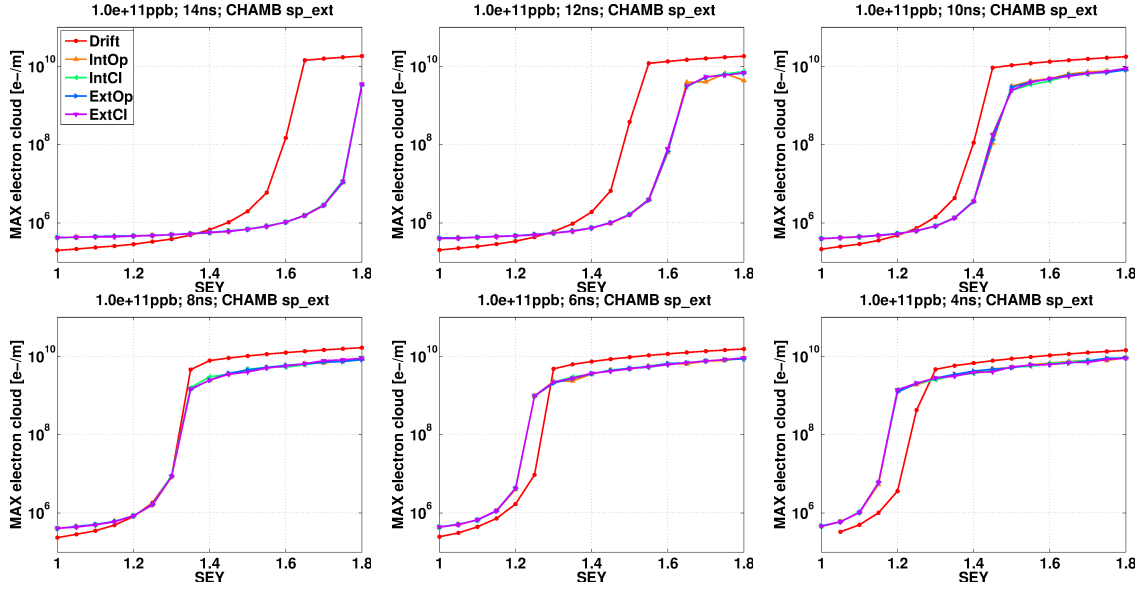


Figura 28: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

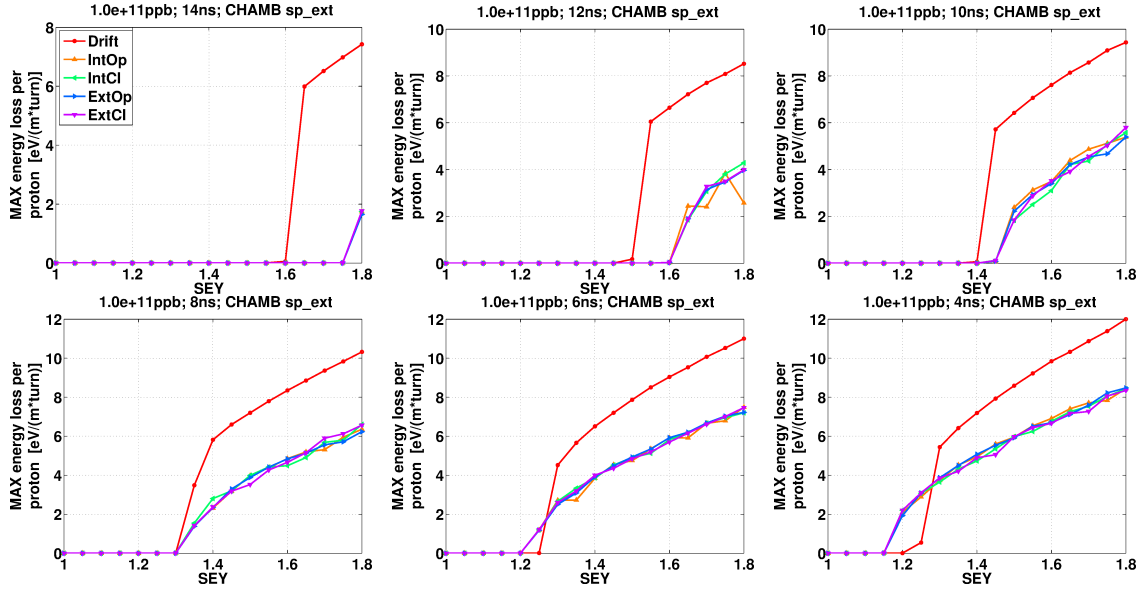


Figura 29: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

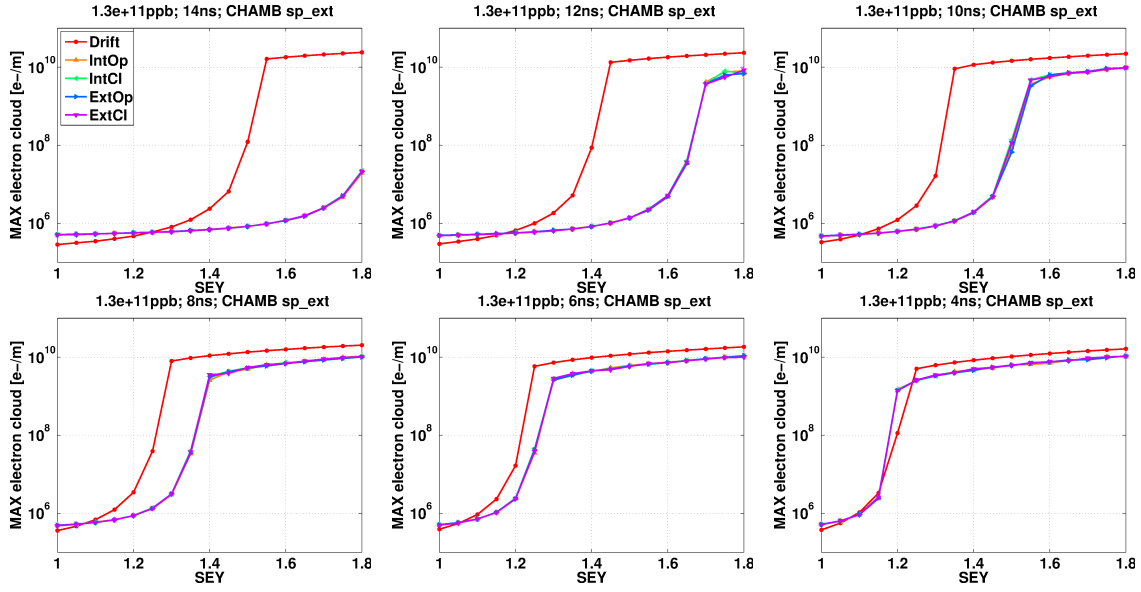


Figura 30: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

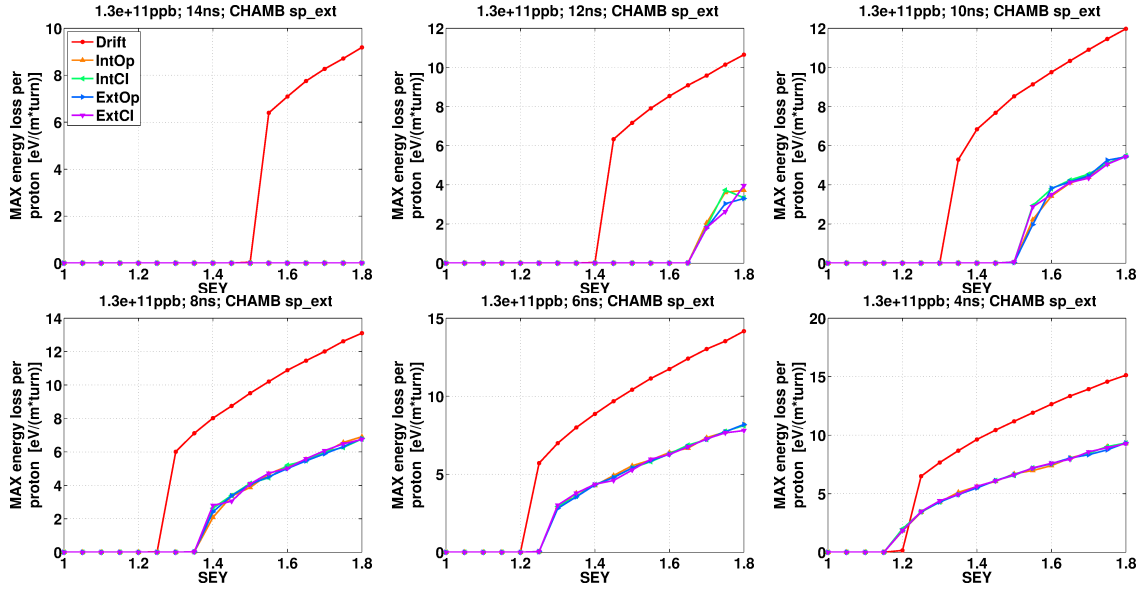


Figura 31: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debidas a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

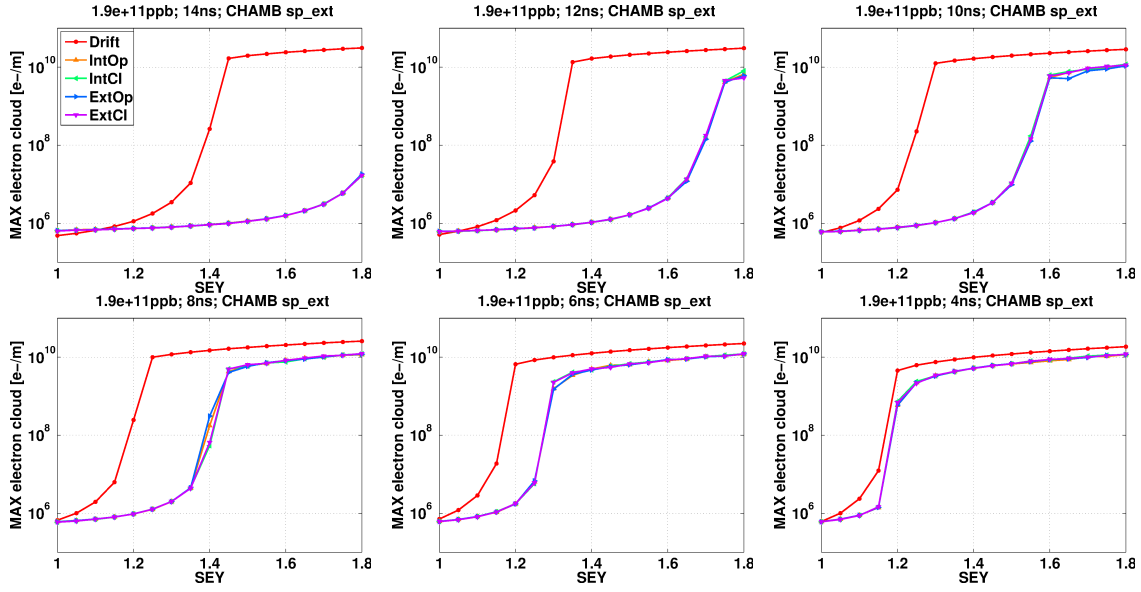


Figura 32: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

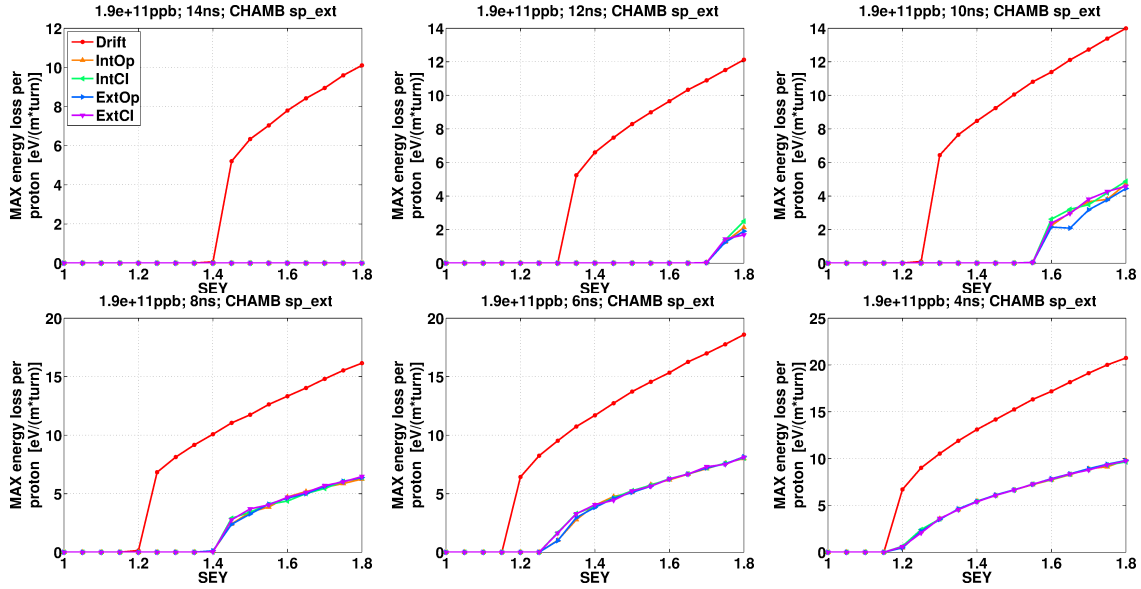


Figura 33: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

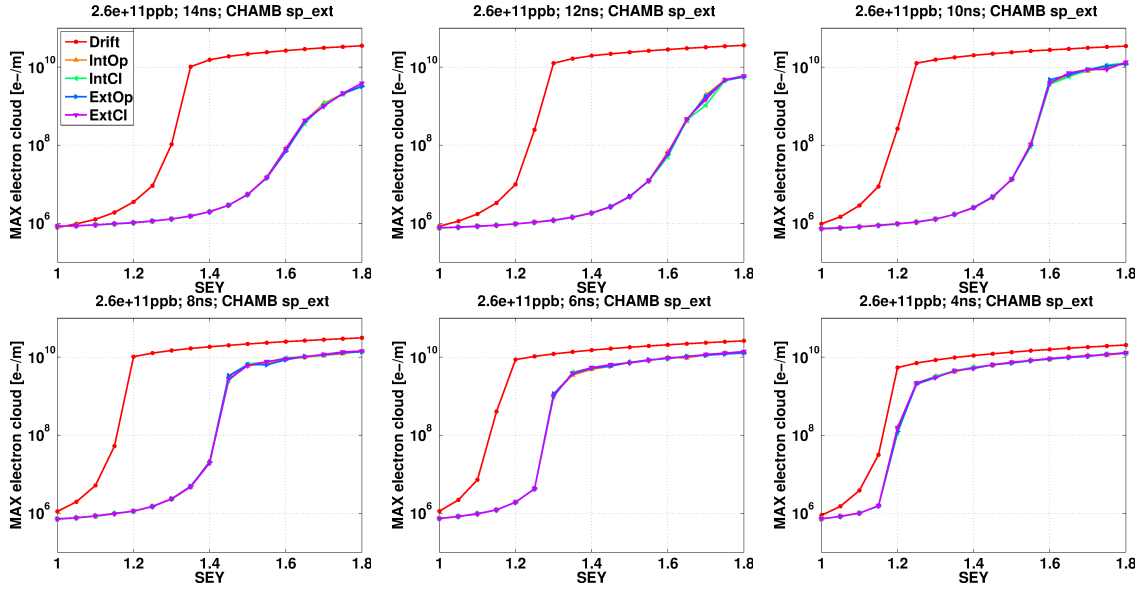


Figura 34: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

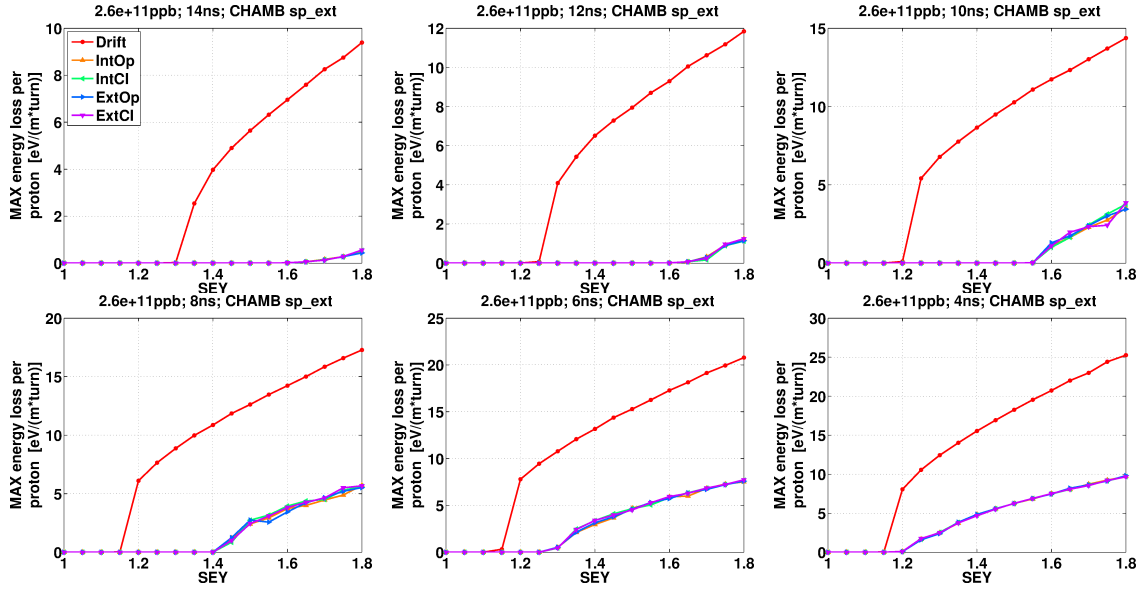


Figura 35: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb y la cámara *special exterior*. Cinco campos magnéticos diferentes se han simulado.

Geometría cámara vacío	Campo magnético externo
<i>standard</i>	Drift Space Campo magnético presente
<i>special exterior</i>	Drift Space Campo magnético presente
<i>special interior</i>	Drift Space Campo magnético presente

Cuadro 7: Combinaciones simplificadas de cámaras de vacío y campos magnéticos presentes en el anillo más repetidas y que definen las diferentes secciones de éste. Simplificación realizada desde Cuadro 2.

5. Efecto de las diferentes geometrías de las cámaras de vacío

El objetivo de esta sección es estudiar las diferencias en los resultados al simular las diferentes posibles geometrías de las cámaras de vacío para una sección dada del anillo, con el fin de buscar similitudes en los resultados y poder así reducir más aún el número de simulaciones a llevar a cabo en el resto del estudio. De nuevo se busca ahorrar recursos que después podrían ser utilizados para analizar más escenarios en el estudio.

Las tres cámaras de vacío simuladas son las que se muestran en la Figura 4. Se tienen en cuenta los resultados de la sección anterior, de manera que se simula sólo uno de los campos magnéticos generados por los diferentes tipos de imanes de función combinada además de la ausencia de todo campo magnético externo. La estrategia de producción de haces de protones elegida es otra vez la de los haces LHC25 por ser la que más electrones produce. Una vez obtenidos los resultados se trabajará bajo la suposición de que las mismas tendencias se dan también en el resto de estrategias de producción de haces de protones con las que se ha trabajado en este proyecto.

Para ello, los resultados que se muestran son, de nuevo, el número de electrones en la cámara de vacío por metro en el eje longitudinal, y las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta por metro en el eje longitudinal debidas al efecto nube de electrones (utilizando ecuaciones (11) y (12)). El método utilizado para obtener dicha información a partir de los datos que suministra el código PyECLOUD es la misma que se muestra en la Sección 4.

Resultados

Los resultados para las secciones del anillo en el que ningún campo magnético está presente se muestran en las Figuras 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42 y 43; mientras que los resultados para las secciones del anillo que están dentro de los imanes de función combinada, se muestran en las Figuras 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50 y 51. En cada página se muestran dos figuras con los resultados de los dos observables simulados para una intensidad de los haces de protones determinada. Para cada una de las dos figuras, se muestra una subfigura por cada momento del ciclo magnético del acelerador, desde $4\sigma_s/c = 14\text{ ns}$ hasta $4\sigma_s/c = 4\text{ ns}$ (ver correspondencia con el tiempo en la Figura 6). Después, en cada subfigura dentro de éstas, se muestran los resultados de las simulaciones para las tres geometrías de las cámaras de vacío (en tres colores diferentes) tenidas en cuenta en función de las propiedades superficiales de éstas (parámetro δ_{max}^0). Así, de nuevo, en las gráficas sobre el número de electrones en la cámara de vacío por metro en el eje longitudinal pueden distinguirse dos zonas en función de δ_{max}^0 : la región de bajos SEY, en la que el efecto *multipacting* no tiene lugar, y la región de altos SEY, en la que sí que lo tiene. En las gráficas sobre el otro observable, puede verse que éste es despreciable (en la escala dada por las gráficas) cuando el efecto *multipacting* no tiene lugar, no siéndolo en la región de altos SEY.

En dichos resultados puede verse que las diferencias entre los dos observables simulados son despreciables para el caso de las dos cámaras de vacío no simétricas. Gracias a ello, para el resto de estrategias de producción de haces de protones, bastará con simular una de las cámaras de vacío no simétricas eligiéndola de manera arbitraria. Así, cada sección del anillo podrá ser definida por las combinaciones dadas en el Cuadro 8 en lugar de tener que considerar todas las dadas en el Cuadro 7. Gracias a esto, se reduce todavía más el tiempo de cálculo neces-

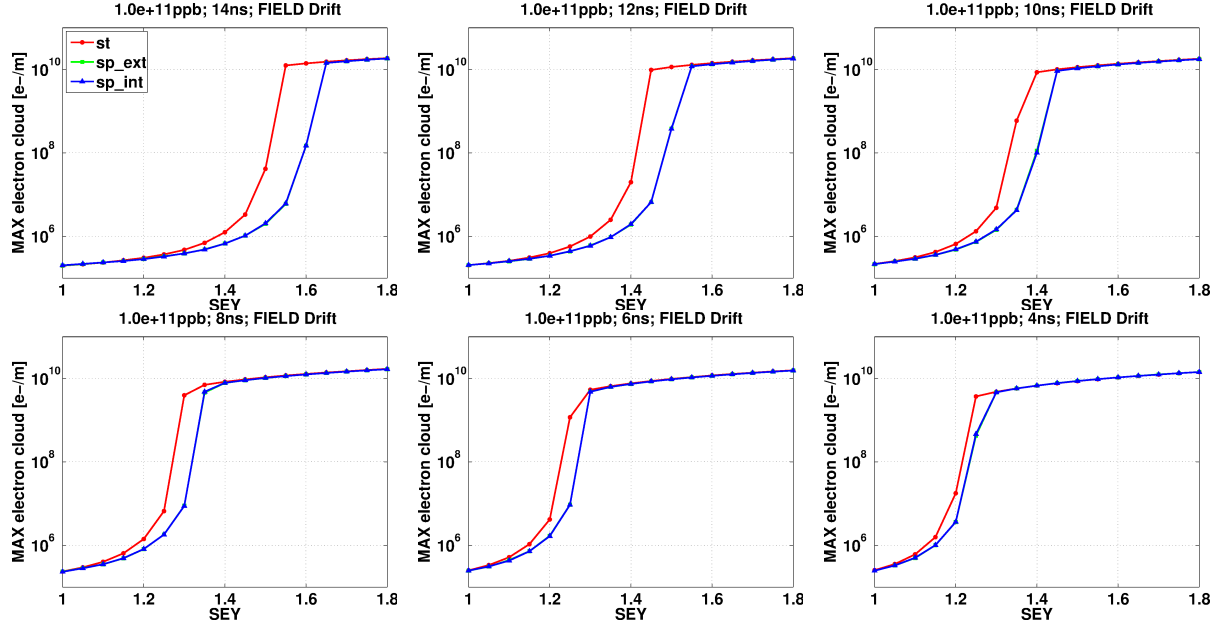


Figura 36: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

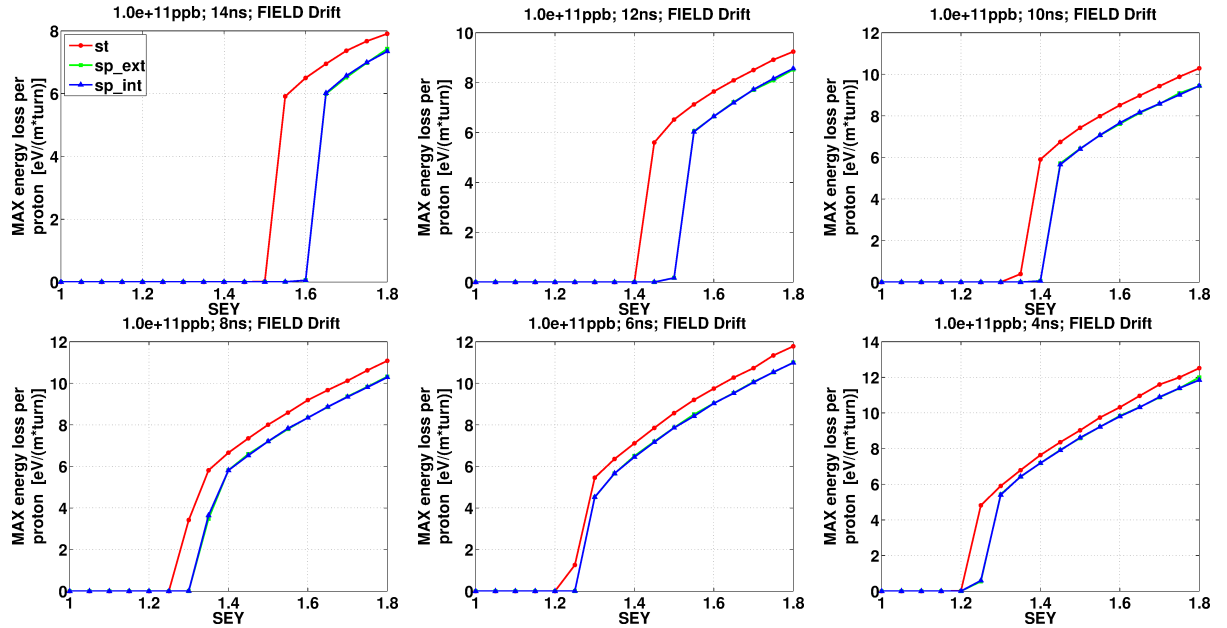


Figura 37: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debidas a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

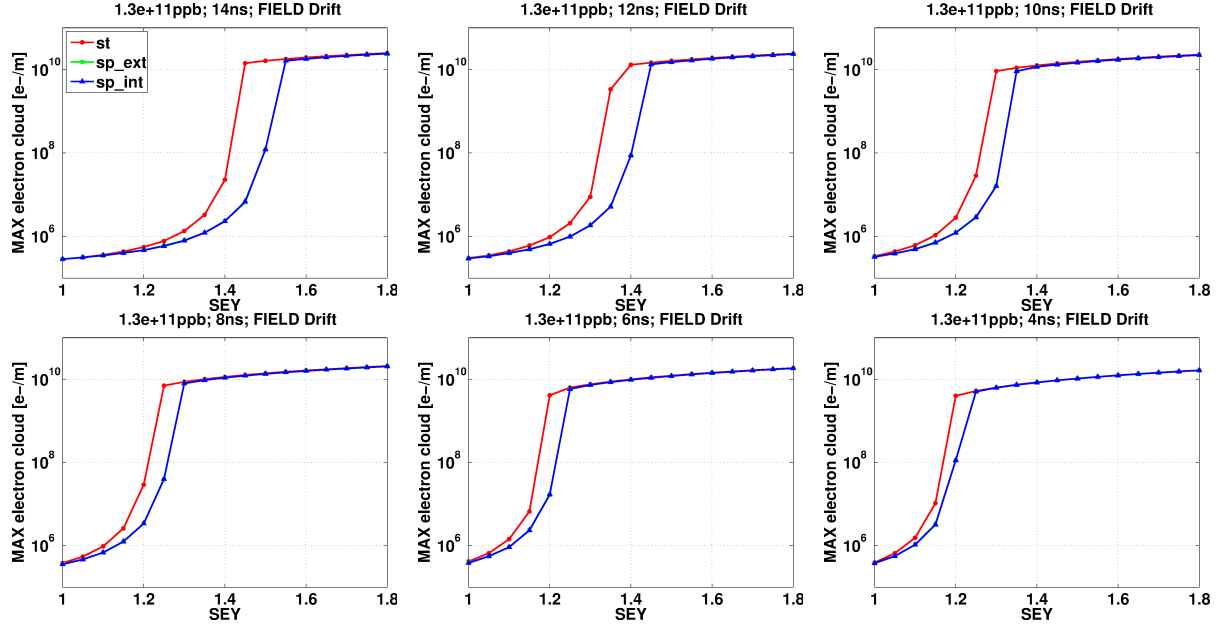


Figura 38: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

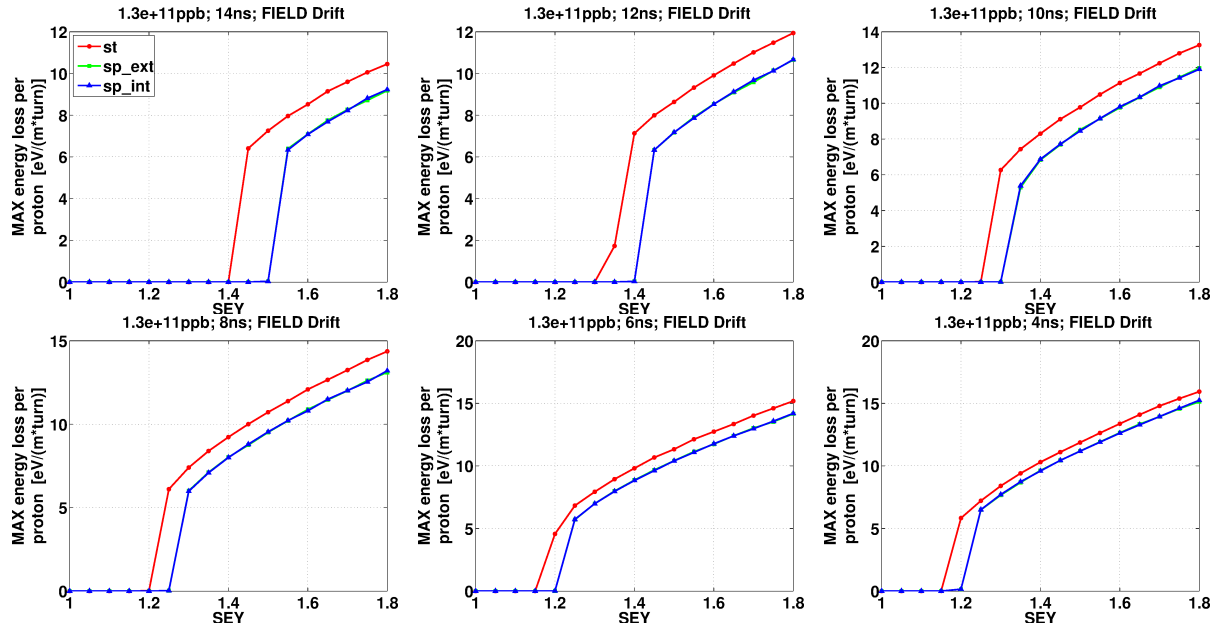


Figura 39: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

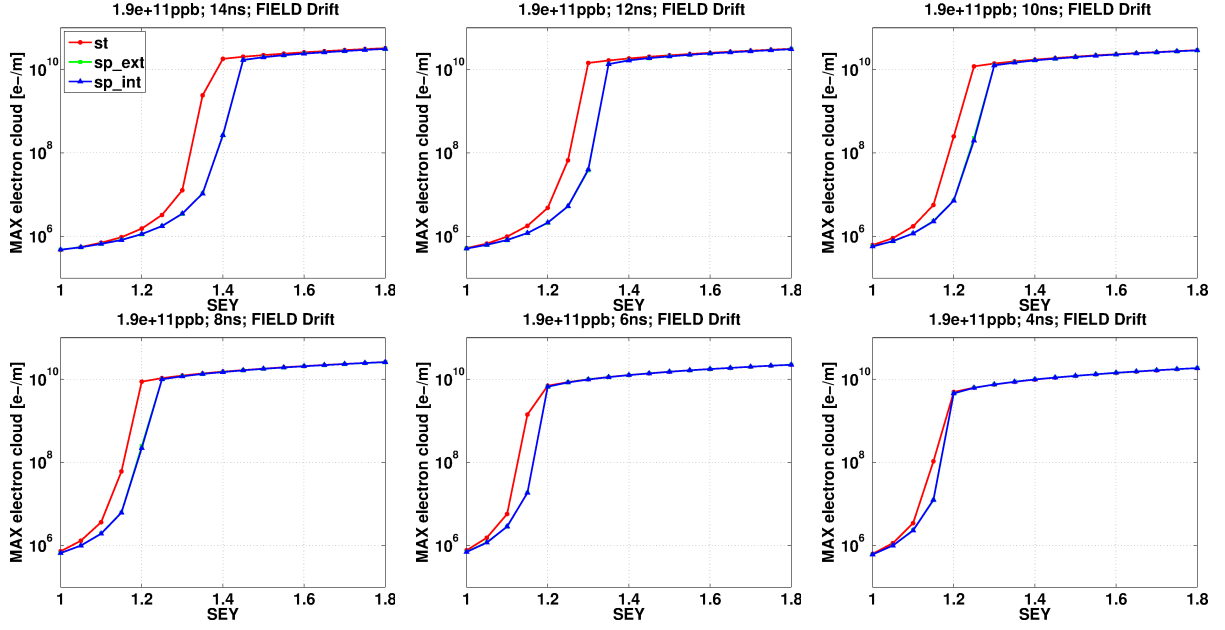


Figura 40: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

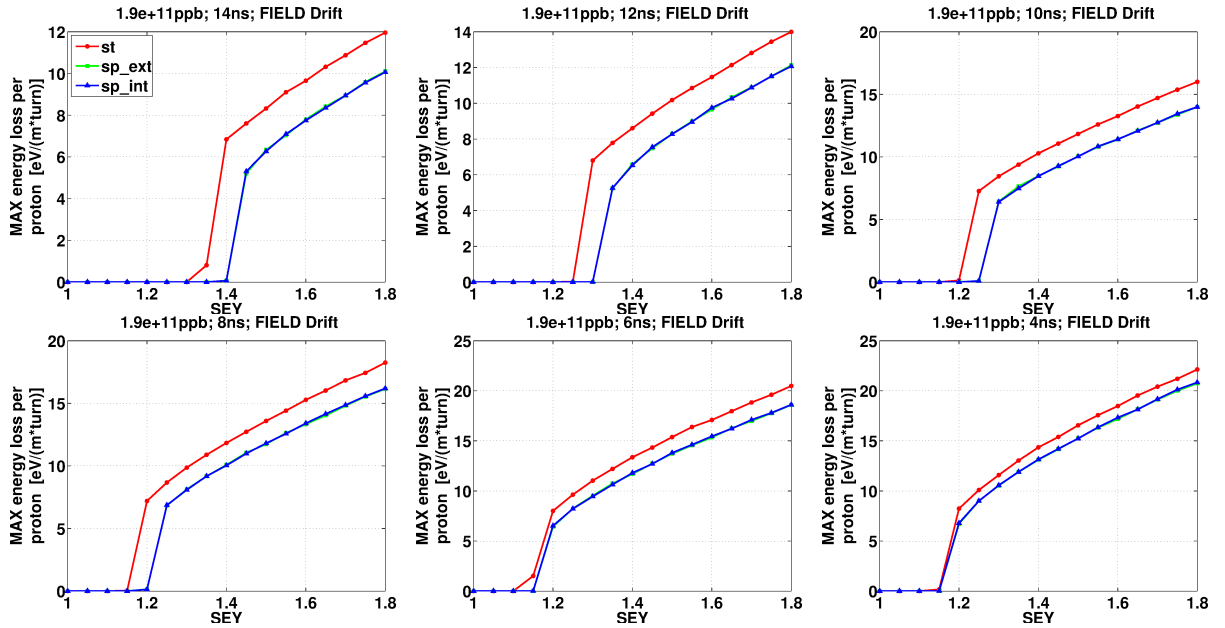


Figura 41: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por protones debidas a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

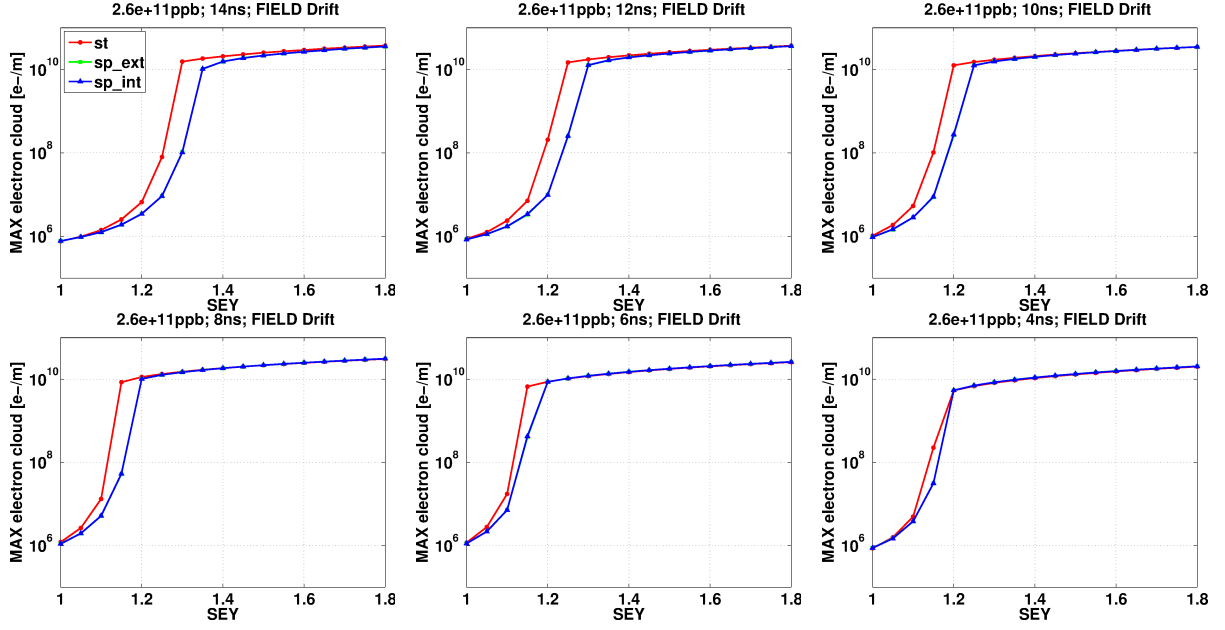


Figura 42: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

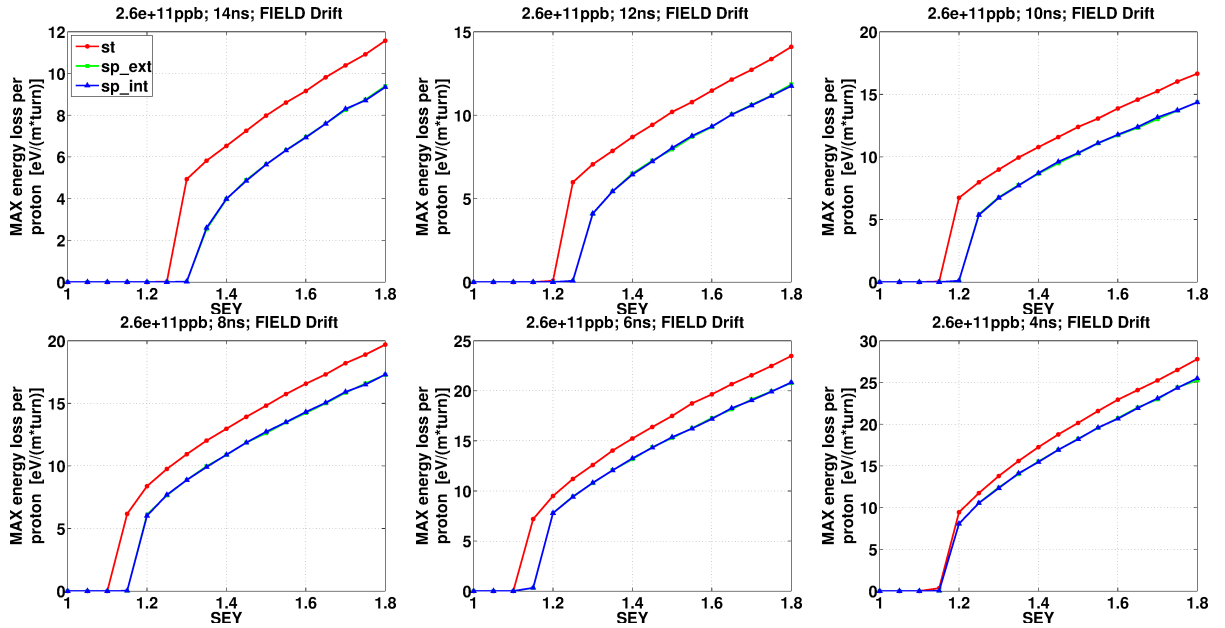


Figura 43: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb en una región sin campo magnético externo. Tres cámaras de vacío se han simulado.

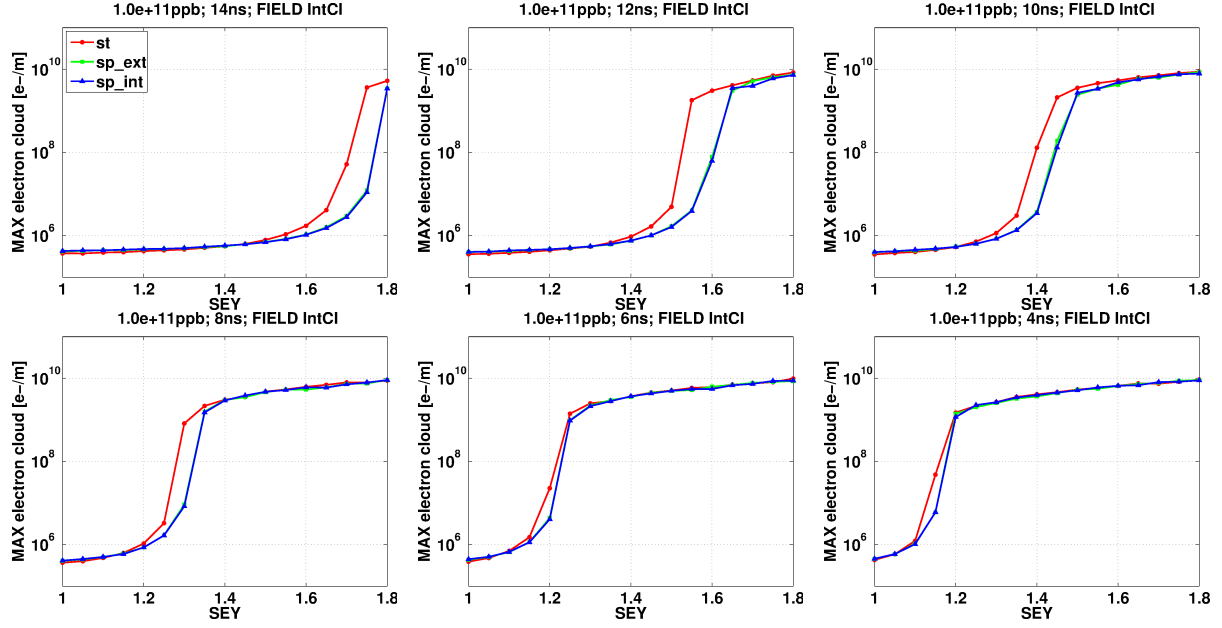


Figura 44: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

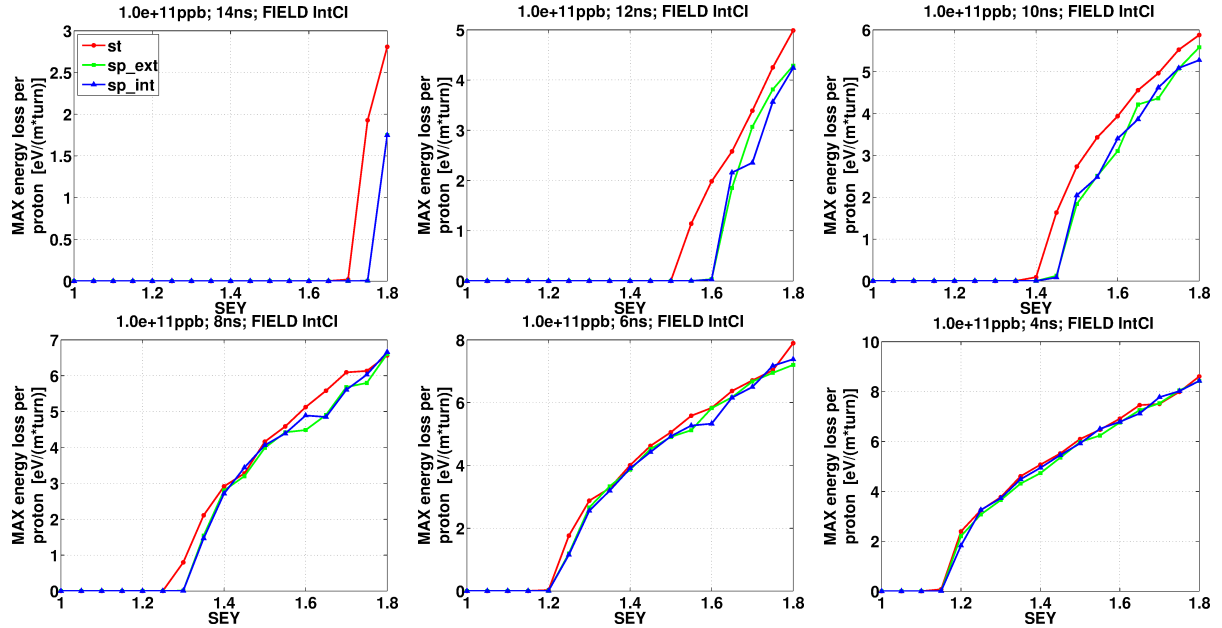


Figura 45: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debido a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

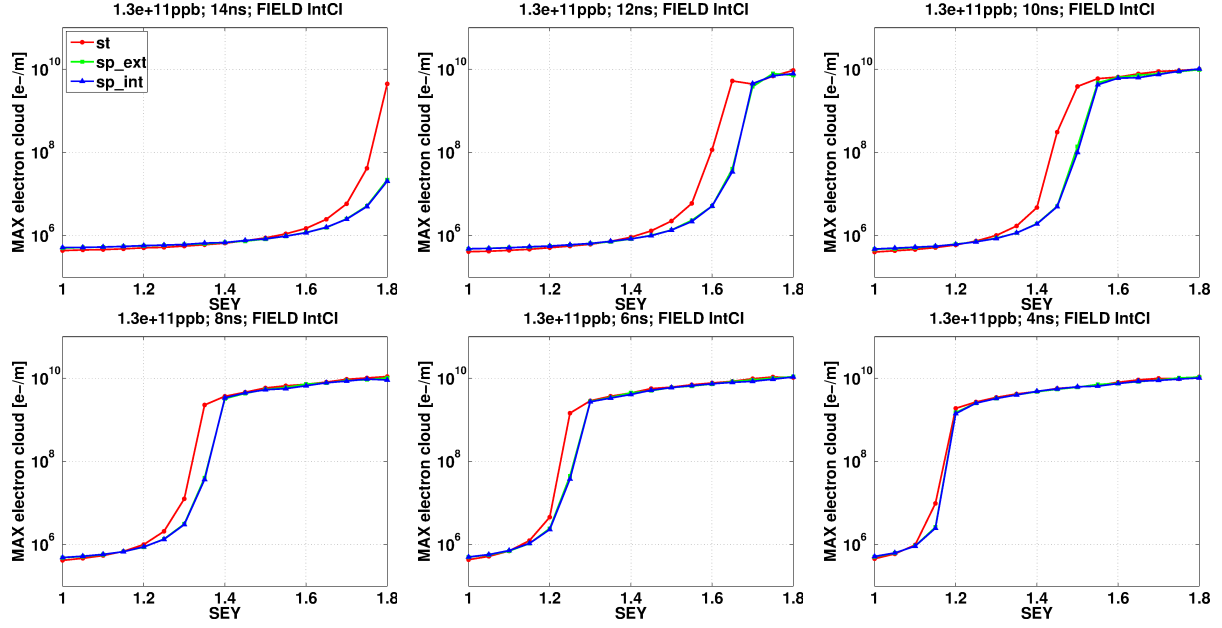


Figura 46: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

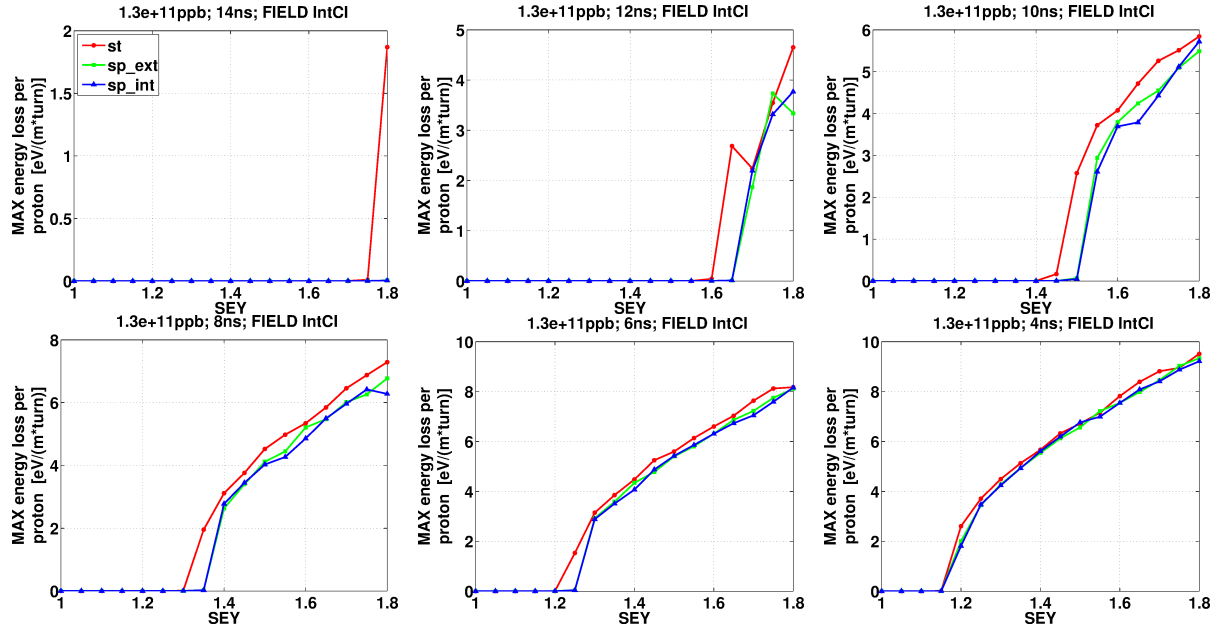


Figura 47: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debidas a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

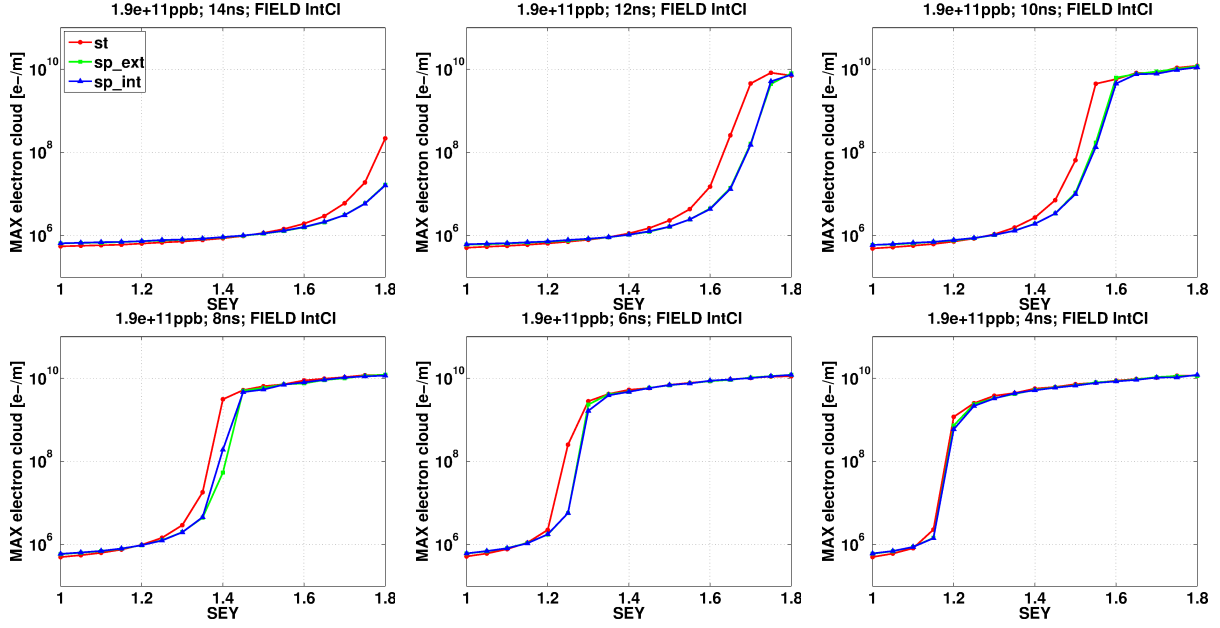


Figura 48: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

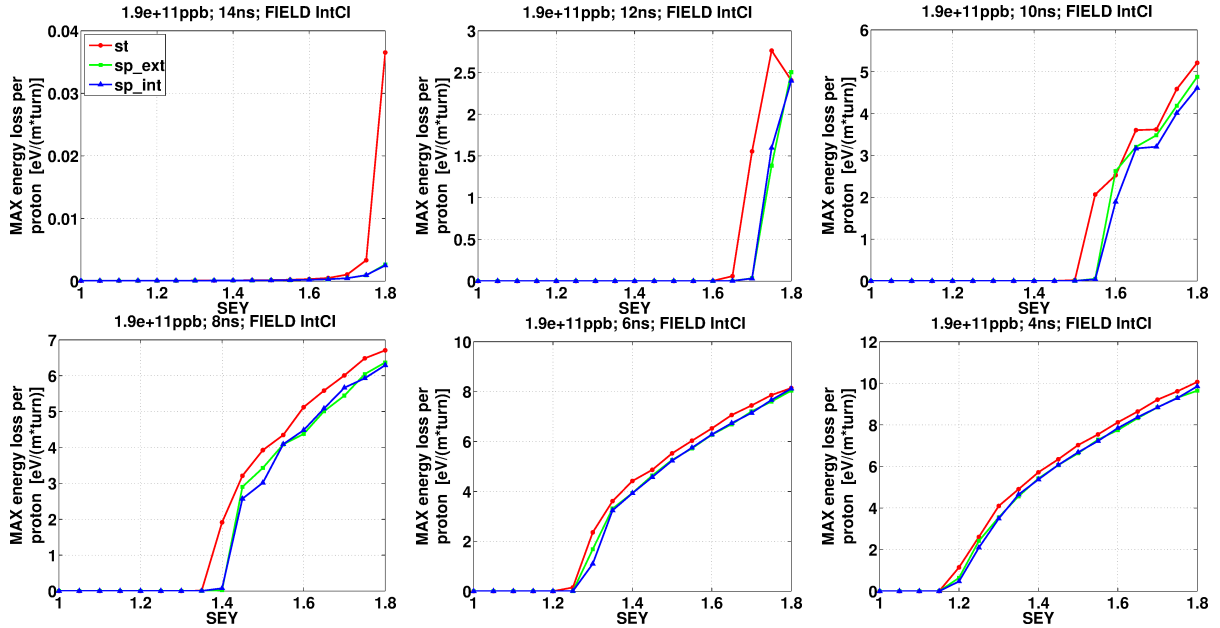


Figura 49: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por proton debidas a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

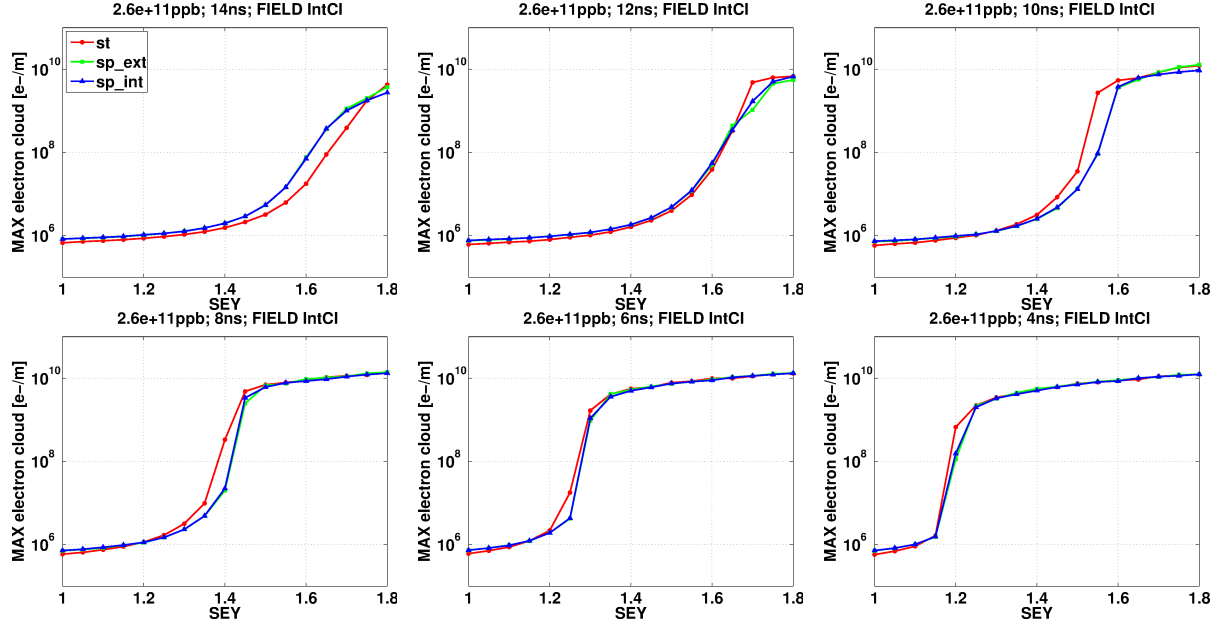


Figura 50: Máximo número de electrones en cada vuelta para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

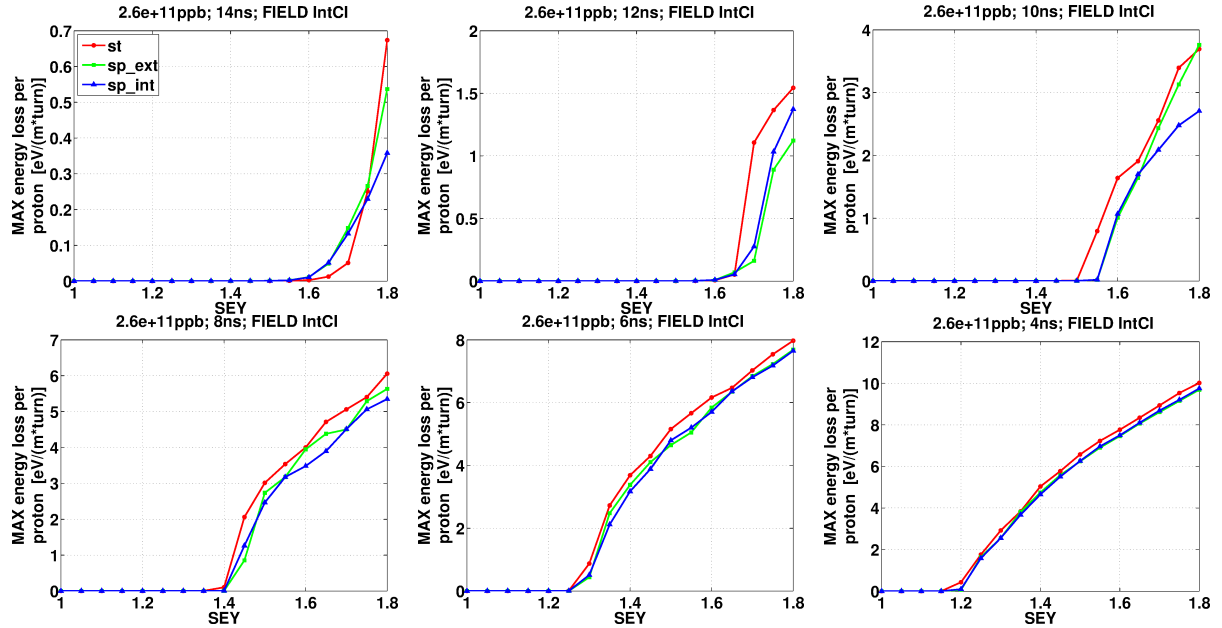


Figura 51: Máximo por vuelta de las pérdidas energéticas por protones debidas a la nube de electrones para una sección dada del anillo en función de las longitudes de los paquetes de protones a lo largo del ciclo magnético del acelerador y de δ_{max}^0 . Las simulaciones corresponden a los haces LHC25 con una intensidad de $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb en una región dentro de un imán de función combinada. Tres cámaras de vacío se han simulado.

rio para caracterizar globalmente el anillo para las tres estrategias de producción de haces de protones. Con los resultados de la sección anterior se pasó de necesitar 21420 simulaciones a necesitar 8568, y con los resultados de esta sección se pasaría a necesitar 5712, lo que significa reducir en un 73,3 % el tiempo de cálculo con respecto al valor inicial.

Geometría cámara vacío	Campo magnético externo
<i>standard</i>	Drift Space Campo magnético presente
no <i>standard</i>	Drift Space Campo magnético presente

Cuadro 8: Combinaciones simplificadas de cámaras de vacío y campos magnéticos presentes en el anillo más repetidas y que definen las diferentes secciones de éste. Simplificación realizada desde Cuadro 7.

Por otro lado puede verse que tanto el número máximo de electrones por metro en el eje longitudinal como el máximo de las pérdidas energéticas por protón y vuelta por metro en el eje longitudinal debidas al efecto nube de electrones, son siempre mayores (al menos cuando tiene lugar el efecto *multipacting*) para la cámara de vacío *standard* que para cualquiera de las dos no simétricas. Esto puede ser debido a que el menor tamaño de la cámara *standard* produce gradientes del campo eléctrico mayores, haciendo que los electrones choquen con mayor energía cinética contra la pared de la sección. Sin embargo, en la Figura 50, que corresponde a una sección dentro de un imán por la que pasa una intensidad de $N_b = 2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, puede verse que para una longitud de los haces de protones correspondiente a $4\sigma_s/c = 14$ ns, la cámara *standard* genera menos electrones que las otras dos para ciertos valores de δ_{max}^0 . Esto puede ser debido a que, como la curva SEY frente a la energía cinética de los electrones primarios (Figura 7) no es monótonamente creciente, para energías mayores que E_{max}^0 , se generan (en promedio) menos electrones secundarios por cada electrón primario que choca contra la pared. Luego que los electrones chocaran con mayor energía contra la cámara de vacío significaría en este caso que se generaran menos electrones en ésta.

6. Efecto de la longitudes de los haces y del espaciamiento entre paquetes de protones

Una vez determinados los ingredientes mínimos suficientes para caracterizar localmente las secciones más repetidas del anillo de tal manera que los errores así cometidos sean despreciables, se puede extender el análisis considerando también las otras dos estrategias de producción de haces de protones: los haces LHC50, y los haces BCMS. Para ello se trabaja bajo la suposición de que las mismas similitudes encontradas en los dos observables simulados para los haces LHC25 con respecto al uso de las diferentes geometrías de las cámaras de vacío y de los diferentes campos magnéticos externos presentes en éstas, tendrán lugar también en estas otras dos estrategias de producción de haces de protones. De esta manera se consigue estudiar también el efecto de la longitud de los haces de protones y el efecto del espaciamiento entre los paquetes de protones en el comportamiento de la nube de electrones, y su efecto sobre los haces de protones. Los resultados que se obtengan en estas simulaciones podrán ser comparados con los datos que se extraigan de los monitores locales de las secciones rectas SS84 y SS98 o del imán MU98 (ver Cuadro 1) para deducir de esta manera, entre otras, las propiedades superficiales locales de tales regiones del anillo. Estos resultados se muestran en los Anexos A, B, C y D.

En las Figuras 52 y 53, se muestran dos ejemplos concretos de la evolución del número de electrones en la cámara de vacío por metro en el eje longitudinal, y de las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta por metro en el eje longitudinal debidas al efecto nube de electrones, en la escala de tiempo de los microsegundos, para las tres estrategias de producción de protones tenidas en cuenta en el estudio: haces LHC25, haces LHC50, y haces BCMS.

Las principales conclusiones que se pueden extraer de los resultados obtenidos son:

- Tanto el máximo número de electrones por vuelta en la cámara de vacío como el máximo de las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta generadas por la nube de electrones, son siempre funciones monótonamente crecientes de δ_{max}^0 .
- Fijada una sección del anillo (esto es la cámara de vacío y el campo magnético externo presente en ésta) y los valores de la longitud del paquete de protones ($4\sigma_s/c$) y su intensidad (N_b), los valores más altos para ambos observables se obtienen siempre para el caso de los haces LHC25, y los valores menores para el caso de los haces LHC50, obteniéndose que los resultados para los haces BCMS quedan entre los de los otros dos.
- En todas las secciones del anillo en las que no actúa ningún campo magnético externo, el número máximo de electrones por vuelta en la cámara de vacío es, para todo valor de δ_{max}^0 y de la longitud de los paquetes de protones y para todas las estrategias de producción de protones cubiertas en el estudio, una función monótonamente creciente de la intensidad de los paquetes de protones.
- En cada imán principal, el máximo número de electrones por vuelta en la cámara de vacío y el máximo de las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta debido al efecto nube de electrones tiene, para todo valor de δ_{max}^0 , para todas las geometrías de las cámaras de vacío, y para todas las estrategias de producción de haces de protones cubiertas en el análisis, una muy baja dependencia de la intensidad de los haces de protones cuando éstos están cerca de ser extraídos hacia el SPS ($4\sigma_s/c = \{6 \text{ ns}, 4 \text{ ns}\}$)
- En cada imán principal, el máximo de las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta es, para todo valor de δ_{max}^0 y de la intensidad de los paquetes de protones, y para todas las

geometrías de las cámaras de vacío y las estrategias de producción de haces de protones tenidas en cuenta en el análisis, una función monótonamente decreciente de la longitud de los paquetes de protones. Por su parte, en las secciones del anillo en las que ningún campo magnético externo está presente, lo mismo sucede pero sólo para los valores más altos de δ_{max}^0 , en concreto: $\delta_{max}^0 \geq 1,2$ para los haces LHC25, $\delta_{max}^0 \geq 1,3$ para los haces BCMS, y $\delta_{max}^0 \geq 1,6$ para los haces LHC50.

- En todas las secciones del anillo en las que no actúa ningún campo magnético externo, el máximo de las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta debidas al efecto nube de electrones es, para cada valor de δ_{max}^0 y para todas las geometrías de las cámaras de vacío cubiertas en el análisis, una función monótonamente decreciente de la intensidad de los haces de protones cuando las longitudes de éstos son menores o iguales que 10 ns en el caso de los haces LHC25 ó BCMS, y para todas las longitudes de los haces de protones en el caso de los haces LHC50.

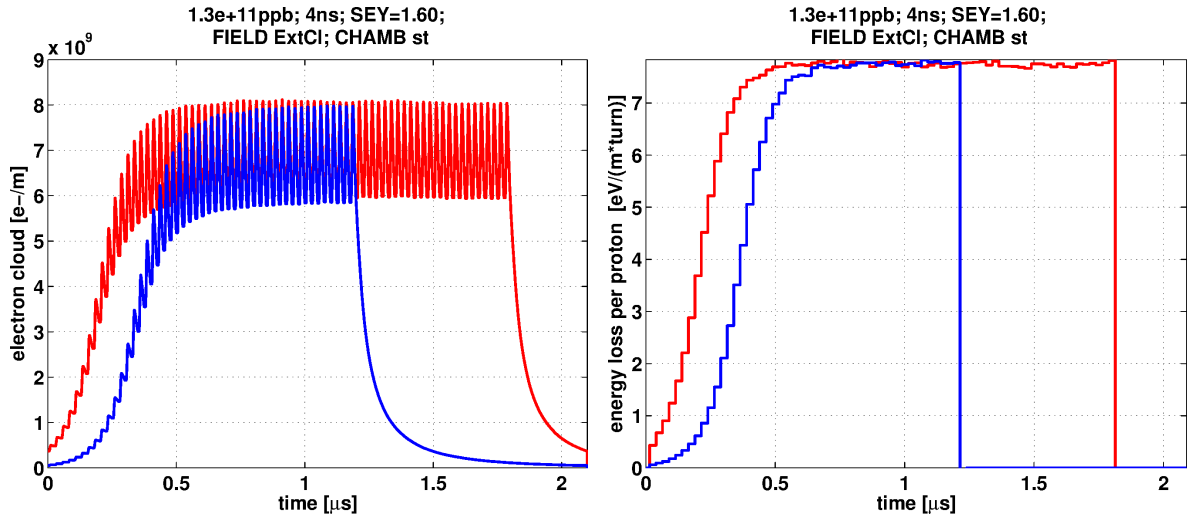


Figura 52: Evolución en la escala de los microsegundos del número de electrones en la cámara (izquierda) y de las pérdidas energéticas inducidas por la nube de electrones en los paquetes de protones (derecha). Las simulaciones corresponden a una sección del anillo cubierta por la cámara *standard* dentro de un imán principal. Los haces de protones tienen una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb y una longitud de 4 ns. La pared tiene $\delta_{max}^0 = 1,6$. Dos tipos de haces de protones han sido simulados: los haces LHC25 (rojo), y los haces BCMS (azul).

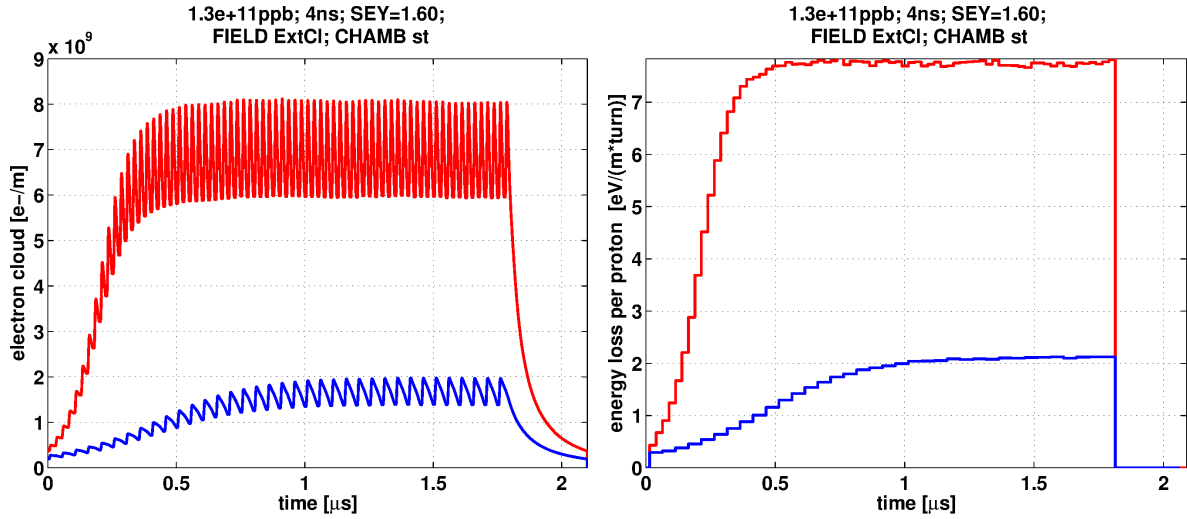


Figura 53: Evolución en la escala de los microsegundos del número de electrones en la cámara (izquierda) y de las pérdidas energéticas inducidas por la nube de electrones en los paquetes de protones (derecha). Las simulaciones corresponden a una sección del anillo cubierta por la cámara *standard* dentro de un imán principal. Los haces de protones tienen una intensidad de $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb y una longitud de 4 ns. La pared tiene $\delta_{max}^0 = 1,6$. Dos tipos de haces de protones han sido simulados: los haces LHC25 (rojo), y los haces LHC50 (azul).

7. Estimación del desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula sincrónica

Una vez conocidos los resultados locales, éstos pueden ser integrados para obtener mayor información acerca del acelerador al operar con cada una de las tres estrategias de producción de haces de protones cubiertas en el estudio. Nuestro objetivo es caracterizar de manera global el anillo para cada estrategia de producción de haces de protones y conocer así el efecto total que la nube de electrones ejerce sobre los haces de protones a lo largo de todo el anillo. De hecho ésta es la mejor manera de aproximarse a tal efecto, puesto que la interacción entre los paquetes de protones y la nube de electrones no se reduce a ciertas regiones del acelerador, si no que está presente a lo largo de todo el anillo y durante las repetidas vueltas. Para ello se evalúa el desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula sincrónica del paquete, generado por la nube de electrones integrando los resultados locales obtenidos en los anexos A, B, C y D. Estos resultados podrán compararse después con los que se obtengan de la cavidad de radio-frecuencia de 40 Mhz (ver Cuadro 1).

Para evaluar este observable, debe tenerse en cuenta la disposición de los diferentes elementos que constituyen el acelerador a lo largo del anillo. Es necesario con exactitud qué longitud del acelerador está cubierta al considerar únicamente las secciones del anillo cuya combinación de cámara de vacío y campo magnético presente en ésta es una de las más repetidas (Cuadro 2). Para obtener dicha información se tuvo que recurrir a los archivos sobre las cámaras de vacío del CERN-PS y a una base de datos que contiene un modelo sobre las distintas variables dinámicas del acelerador para distintos momentos de su ciclo magnético.

En la Figura 54 se puede ver la disposición de los campos magnéticos a lo largo del anillo, y en el Cuadro 9 se muestra la longitud del anillo cubierta por ellos. En cuanto a las cámaras de vacío¹¹, en la Figura 55 puede verse en qué imanes de función combinada del acelerador están presentes las cámaras más repetidas a lo largo del anillo, y en el Cuadro 10 puede verse cuántos metros del anillo en los que no está presente ningún campo magnético ("drift spaces") están cubiertos por alguna de estas cámaras de vacío. En resumen, se han considerado 91 imanes de función combinada, lo que supone 455,3 m del acelerador (72,46 %), y 38,6 m de las secciones rectas en las que no hay presente ningún campo magnético (6,14 %). Así que se ha logrado cubrir 493,9 m del acelerador, lo que supone un 78,61 % de éste. En los resultados se supondrá que en el resto del acelerador, el 21,39 % de él, no se genera ningún electrón que interaccione con los haces de protones (no hay nube de electrones).

Al haber pasado de las 15 combinaciones posibles (Cuadro 2) para definir cualquiera de las secciones de ese 78,61 % del anillo, a 4 combinaciones (Cuadro 8), se ha conseguido que sólo se necesiten 1632 simulaciones para caracterizar el anillo para cada una de las estrategias de producción de haces de protones cubiertas en el estudio. Y es que en cada una de éstas, se consideran 4 intensidades de los paquetes de protones diferentes, 6 instantes en el ciclo magnético del acelerador, y 17 valores diferentes de las propiedades superficiales de las cámaras de vacío.

¹¹La razón por la que las cámaras de vacío están distribuidas de ese modo a lo largo del anillo (Figura 55) puede verse en [12] (Capítulo "Beam extraction") y [20].

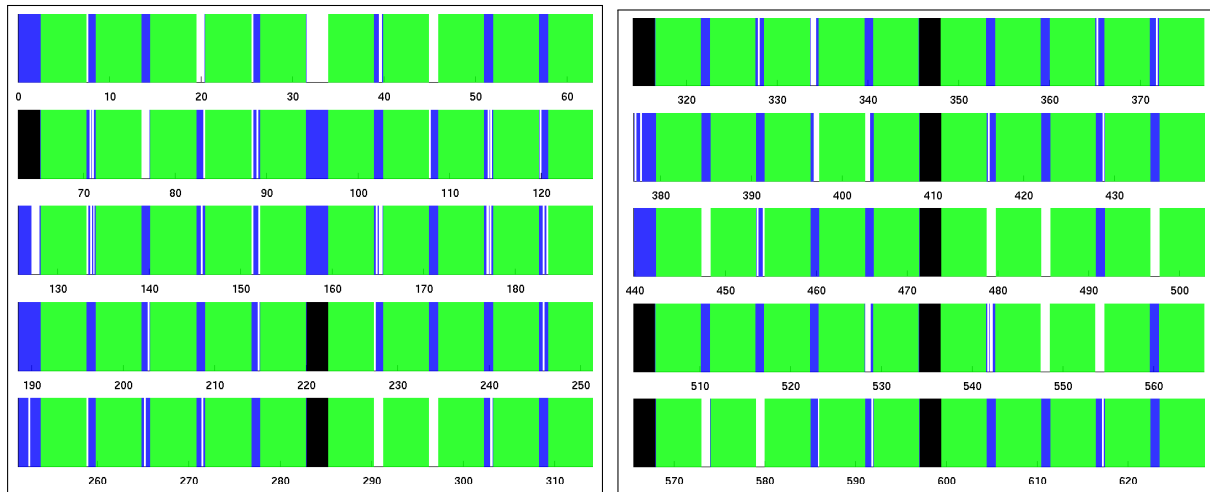


Figura 54: Se muestran los 10 sectores del CERN-PS (los 5 primeros a la izquierda y los demás a la derecha). Los ejes horizontales muestran la coordenada longitudinal s en metros. Este gráfico se ha obtenido utilizando el model MAD-X del acelerador. En negro aparecen las 11 cavidades de radio-frecuencia de 10 Mhz; en verde: los 100 imanes principales; en blanco: las secciones rectas bajo la influencia de algún campo magnético; y en azul: el resto de secciones rectas("drift spaces").

	Total length	Percentage	Colour in Fig 54	Considered?
100 main magnets	500,3185 m	79,63 %	verde	partly (Fig 55)
Drift spaces in S.S.	73,3960 m	11,68 %	azul	partly (Tab 10)
Non drift spaces in S.S.	28,3140 m	4,51 %	blanco	×
11 RF cavities of 10 Mhz	26,2900 m	4,18 %	negro	×
TOTAL	628,3185 m	100,00 %		

Cuadro 9: Resumen de los datos de la Figura 54.

	st	$sp-ext$	$sp-int$
Sector 01	7,1 m	-	0,7 m
Sector 02	0,7 m	2,2 m	-
Sector 03	2,5 m	0,9 m	1,4 m
Sector 04	2,6 m	1,8 m	-
Sector 05	2,9 m	-	-
Sector 06	2,6 m	1 m	-
Sector 07	4,6 m	-	-
Sector 08	1,0 m	0,6 m	-
Sector 09	2,5 m	-	-
Sector 10	3,5 m	-	-
TOTAL	30,0 m	6,5 m	2,1 m

Cuadro 10: Distribución de las 3 cámaras de vacío más comunes a lo largo de las secciones rectas que no están sometidas a ningún campo magnético externo.

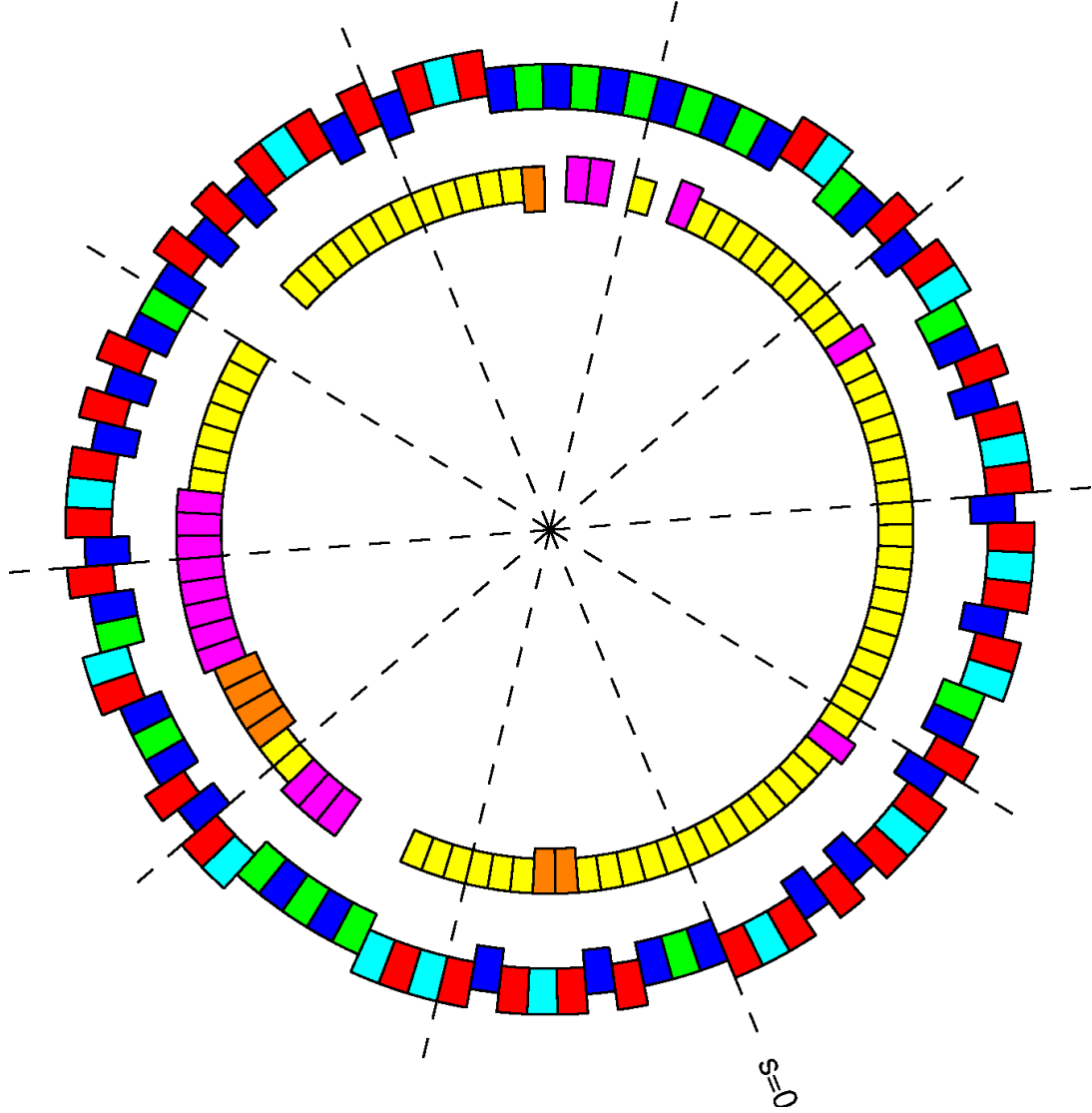


Figura 55: Distribución de las 3 cámaras de vacío más comunes en los 100 imanes de función combinada del acelerador. En el anillo externo se representan los 4 tipos de imanes de función combinada: rojo para el tipo R, cian para el S, azul para el T, y verde para el U. En el anillo interior se representan las cámaras de vacío: 68 de ellas son *standard* (color amarillo), 16 son *special exterior* (rosa) y 7 son *special interior* (naranja). Las otras 9 no han sido simuladas. Script original cortesía de Guido Sterbini.

7.1. Método utilizado para el cálculo

Las pérdidas energéticas de los paquetes de protones debidas a la interacción de éstos con la nube de electrones se obtienen a partir del siguiente balance energético:

$$U_{bunch}^{(n_{turn}+1)} - U_{bunch}^{(n_{turn})} = U_{cloud}(t_0 + T_{rev}) - U_{cloud}(t_0) + \int_{t_0}^{t_0+T_{rev}} P_{wall} dt \quad (14)$$

donde $U_{bunch}^{(n_{turn}+1)} - U_{bunch}^{(n_{turn})}$ es la energía ganada por un paquete de protones en su recorrido al dar una vuelta al anillo¹², $U_{cloud}(t_0 + T_{rev}) - U_{cloud}(t_0)$ es la energía ganada por todos los electrones que hay a lo largo de todo el anillo y viene dada por la ecuación (12) y, finalmente, $\int_{t_0}^{t_0+T_{rev}} P_{wall} dt$ son las pérdidas en forma de calor generadas por los electrones al golpear, a lo largo de todo el anillo, las paredes de las cámaras de vacío. Estas pérdidas en forma de calor se computan, por cada impacto, como la diferencia entre la energía cinética del electrón primario que choca contra la pared y la energía cinética de los electrones secundarios generados en tal choque.

La variación en la energía y en la fase de una partícula en cada uno de los pozos de potencial generados por las cavidades de radio-frecuencia con respecto a la partícula síncrona están relacionadas mediante [15, 21]:

$$\Delta U_{prot}^{(n_{turn}+1)} = \Delta U_{prot}^{(n_{turn})} + q_e V_{RF} \left(\sin(\varphi^{(n_{turn})}) - \sin(\varphi_s) \right) \quad (15)$$

donde $q_e V_{RF} \sin(\varphi_s)$ es la energía ganada por la partícula síncrona del paquete de protones por vuelta (V_{RF} es el valor de pico de la señal generada por la cavidad de radio-frecuencia); $\Delta U_{prot}^{(k)} \equiv U_{prot}^{(k)} - U_s^{(k)}$ es la diferencia entre la energía de la partícula del paquete analizada y la energía de la partícula síncrona al haber pasado k por la cavidad de radio-frecuencia; $\varphi^{(n_{turn})}$ es la fase de la partícula al haber pasado n_{turn} veces por la cavidad de radio-frecuencia; y φ_s es la fase de la partícula síncrona.

Como se está considerando la última parte del ciclo magnético, los paquetes de protones viajan a velocidad constante en el eje longitudinal del acelerador. Así, la partícula síncrona del paquete de protones pasa a través de las cavidades de radio-frecuencia cuando el potencial generado es cero (de manera que $\varphi_s = \pi$, porque se está por encima de la energía de transición $\gamma > \gamma_{tr}$). De esta manera, para estimar el efecto de la nube de electrones sobre los haces de protones, se ha calculado el desfase entre los protones de cada paquete y la partícula síncrona generado por tal interacción como:

$$\Delta\varphi^{(n_{turn})} = \arcsin \left(\frac{U_{prot}^{(n_{turn}+1)} - U_{prot}^{(n_{turn})}}{q_e V_{RF}} \right) - \pi \quad (16)$$

donde $\Delta\varphi^{(n_{turn})} \equiv \varphi^{(n_{turn})} - \varphi_s$ y se ha considerado la energía media de cada protón en cada paquete de protones (a través de la ecuación (14)) como: $U_{prot}^{(k)} = U_{bunch}^{(k)} / N_b$.

Después se necesita tener en cuenta el acortamiento de los paquetes de protones en el eje longitudinal del anillo debido a los diferentes voltajes generados por las cavidades de radio-frecuencia a lo largo del ciclo magnético del acelerador. En [22], se da la relación que existe

¹²Computacionalmente se calcula como se hizo, para cada metro del anillo, en las Secciones 4, 5, y 6. Sin embargo ahora se tienen en cuenta los 493,9m cubiertos por las cuatro combinaciones del Cuadro 8.

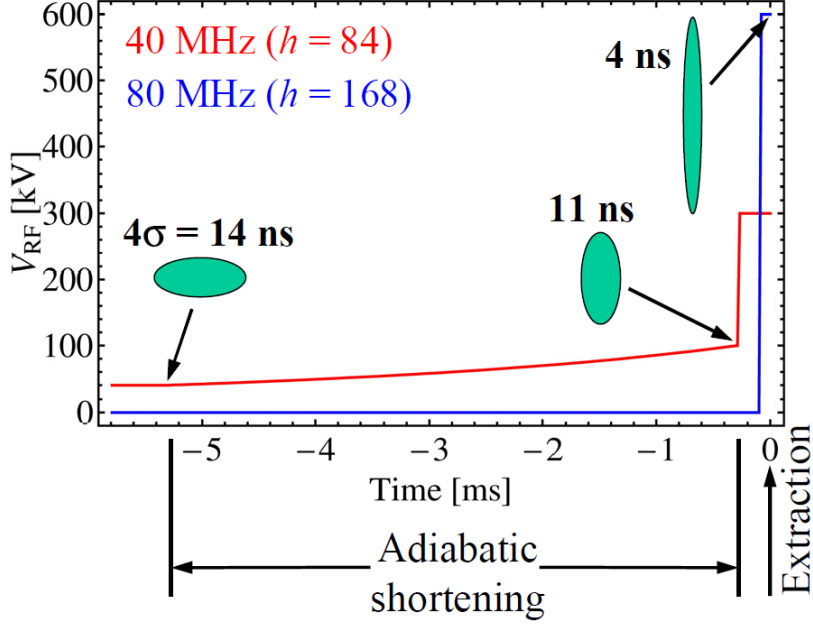


Figura 56: Valor de pico de los voltajes generados por las cavidades de radio-frecuencia de 40 Mhz y 80 Mhz para los haces LHC25 y LHC50. Figura obtenida de [22].

entre la longitud de los paquetes de protones y el potencial generado por las cavidades de radio-frecuencia para las longitudes de los paquetes de protones tales que: $14 \text{ ns} \leq 4\sigma_s/c < 10 \text{ ns}$; y ésta es:

$$\frac{\sigma_s^{(f)}}{\sigma_s^{(i)}} = \left(\frac{V_{RF}^{(i)}}{V_{RF}^{(f)}} \right)^{1/4}$$

Esta relación es la que se ha utilizado para las tres estrategias de producción de haces de protones. En la Figura 56 puede verse una vista esquemática del acortamiento de los paquetes de protones en la última parte del ciclo magnético del acelerador.

7.2. Resultados

Los resultados se muestran en las Figuras 57, 58 y 59 para cada una de las estrategias de producción de protones. Cada una de estas figuras tiene cuatro subfiguras correspondientes a las cuatro intensidades de los haces de protones cubiertas, y en cada subfigura se muestran los resultados para cada momento del ciclo magnético del acelerador, desde $4\sigma_s/c = 14 \text{ ns}$ hasta $4\sigma_s/c = 4 \text{ ns}$ en distintos colores (ver correspondencia con el tiempo en la Figura 6).

Como puede verse, el mejor escenario es siempre el correspondiente a los haces LHC50. Los resultados para las otras dos estrategias de producción de haces de protones son muy similares porque se está tomando sólo el máximo del desfase medio entre los protones de cada paquete y la partícula síncrona, cuando la evolución de las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta por metro en el eje longitudinal debidas al efecto nube de electrones alcanza su máximo (o un valor muy próximo a él) antes de que pase el paquete de protones número 48 por la sección

del acelerador que se está estudiando¹³. Esto puede verse en la Figura 52: tanto para los haces LHC25 como para los haces BCMS: las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta por metro en el eje longitudinal debidas al efecto nube de electrones tienen un valor aproximadamente constante antes de que haya transcurrido 1 ms desde que el primer paquete de protones del haz pasara por la sección del anillo que se está estudiando; y además ese valor es muy parecido para ambas estrategias de producción de haces de protones.

Utilizando los resultados¹⁴ obtenidos en [10], podemos esperar un valor "global" del valor SEY para la superficie interna del anillo cercano a $\delta_{max}^0 = 1,6$ (aunque podría haber diferencias entre las superficies bajo la influencia de campos magnéticos externos y las que no lo están). Así, si nos centramos en este valor, podemos esperar resultados menores que $0,8^\circ$ para los actuales haces LHC25 (i.e. $N_b = \{1 \cdot 10^{11} \text{ ppb}, 1,3 \cdot 10^{11} \text{ ppb}\}$) y menores que $0,9^\circ$ para los futuros haces LHC25 de alta intensidad (i.e. $N_b = \{1,9 \cdot 10^{11} \text{ ppb}, 2,6 \cdot 10^{11} \text{ ppb}\}$) a lo largo de todo el ciclo magnético (ver Figura 57); siendo menores que $0,2^\circ$ a lo largo de todo el ciclo magnético tanto para los actuales como para los futuros haces LHC50 (Figura 58).

Los resultados mostrados así son útiles para la caracterización global del anillo al operar con los distintos tipos de haces de protones. Sin embargo, para evaluar el efecto que la nube de electrones tendría sobre los haces de protones, se tiene que tener en cuenta el efecto a lo largo de las sucesivas vueltas, y no sólo lo que ocurre durante los últimos instantes en los que el haz está pasando. De hecho, aunque los resultados en el desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula síncrona sean muy similares para los haces BCMS y LHC25, los haces LHC25 generan nubes de electrones mucho más dañinas porque su tiempo de respuesta al pasar los haces es menor y el periodo por vuelta sin nube de electrones (o con concentraciones de electrones en la cámara de vacío muy bajas) es sólo la tercera parte que en el caso de los haces BCMS.

¹³El paquete de protones número 48 sería el último en cada uno de los haces BCMS.

¹⁴El valor de la reflectividad de los electrones en el límite a energía cinética nula, R_0 , se escogió 0.5 en ese estudio en lugar de 0.7, que es el que utilizamos en este análisis (ver Cuadro 5).

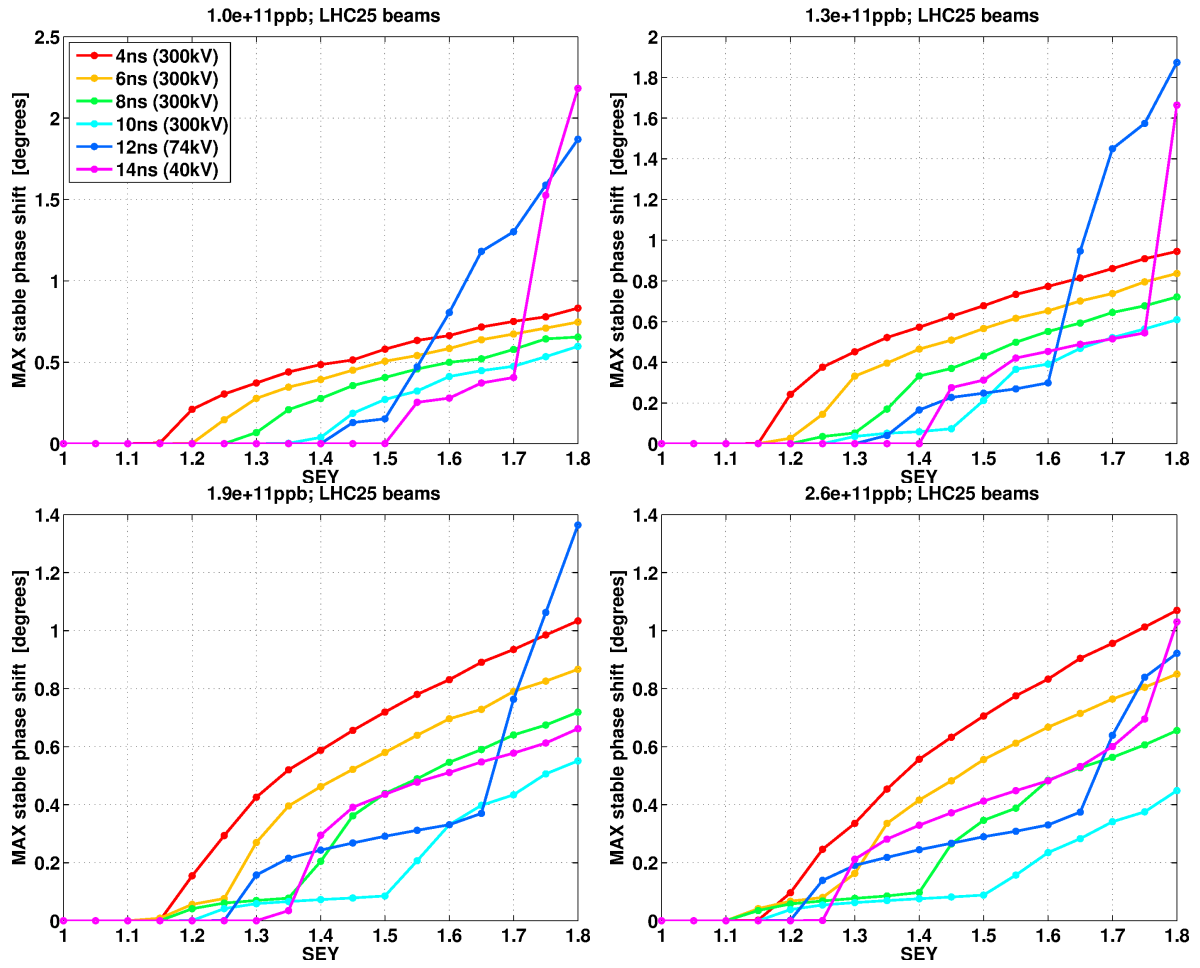


Figura 57: Estimación del desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula sincrónica para los haces LHC25.

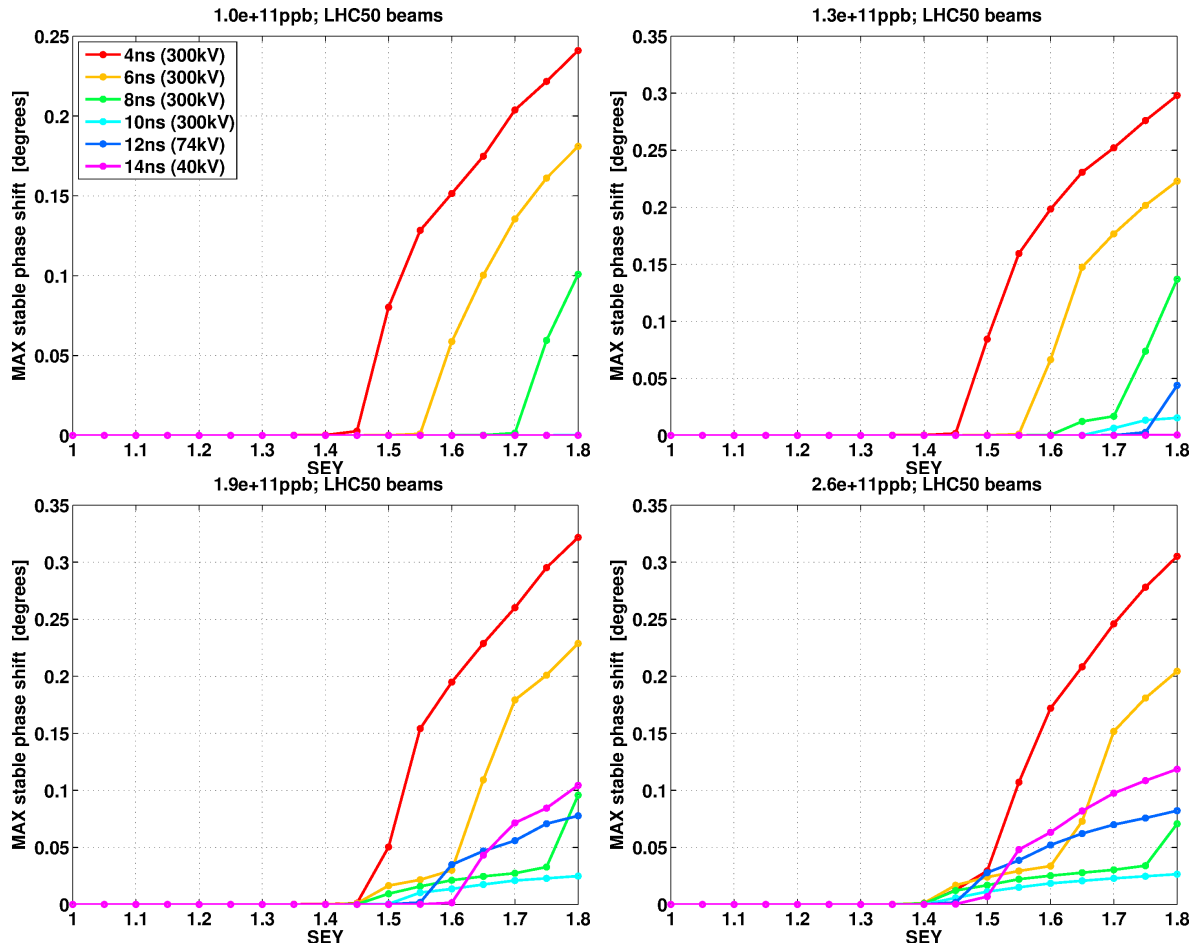


Figura 58: Estimación del desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula síncrona para los haces LHC50.

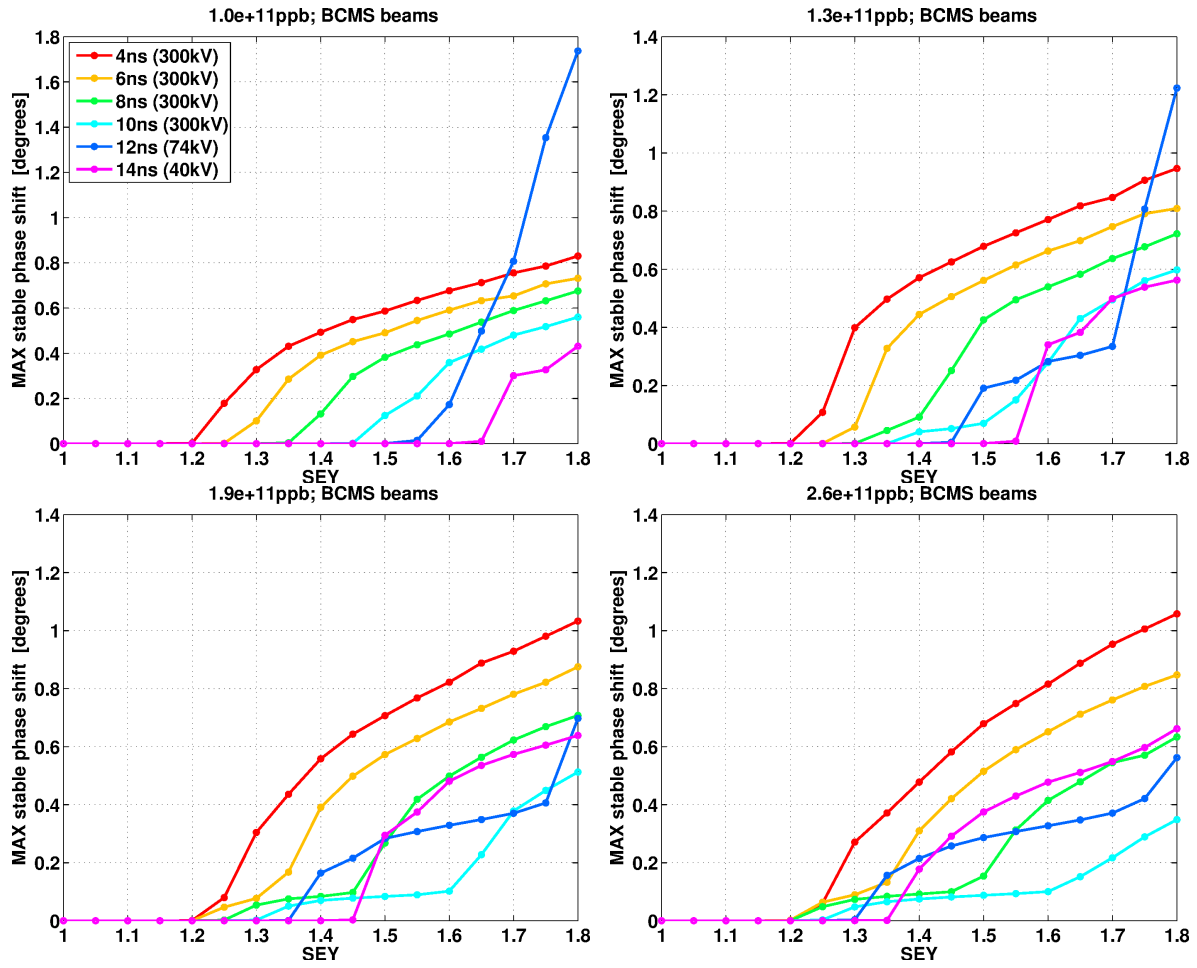


Figura 59: Estimación del desfase máximo medio entre los protones de cada paquete y la partícula síncrona para los haces BCMS.

8. Conclusiones

En este proyecto fin de carrera se ha trabajado en el desarrollo de un modelo fiable del efecto nube de electrones en el acelerador de partículas CERN-PS con dos objetivos fundamentales: caracterizar las distintas secciones del anillo en términos del efecto nube de electrones, y reunir la información suficiente para poder predecir si el efecto nube de electrones podría degradar los futuros haces de alta intensidad previstos por el proyecto "LHC Injectors Upgrade". Para cumplir con el primer objetivo, se caracterizaron localmente el máximo número de secciones del anillo posibles atendiendo a las combinaciones más habituales de cámaras de vacío y campos magnéticos externos presentes en éstas a lo largo del acelerador; para, después, integrar estos resultados y poder caracterizar todo el anillo evaluando el efecto global de la nube de electrones en el acelerador para tres estrategias de producción de haces de protones diferentes. Como se ha puesto de manifiesto (Cuadro 1) algunas de las simulaciones podrán ser verificadas cuando se comparen con los datos experimentales, tanto de detectores locales como de detectores globales.

Al tratarse este estudio de una primera aproximación al efecto nube de electrones en el CERN-PS, sólo se tuvieron en cuenta las secciones del anillo que se podían definir mediante las combinaciones del Cuadro 2, llegándose a cubrir con ello un 78,61 % en longitud del anillo. Después, con el objetivo de poder analizar más escenarios utilizando menos recursos, se estudiaron primero las diferencias que se producían en los resultados al simular los diferentes campos magnéticos externos y las diferentes geometrías de las cámaras de vacío, utilizando para ello la estrategia de producción de haces de protones más proclive a la formación de la nube de electrones (los haces LHC25). Como resultado se vio que utilizando las combinaciones dadas en el Cuadro 8 se podía aludir a las combinaciones del Cuadro 2 cometiendo errores despreciables al referirnos a los haces LHC25. Bajo la suposición de que lo mismo ocurría para las otras dos estrategias de producción de haces de protones, se consiguió así reducir en un 73,3 % el tiempo de cálculo para caracterizar el anillo al operar con estas otras dos estrategias de producción de haces de protones.

Una vez obtenidos los resultados que caracterizaban localmente las distintas secciones del anillo, se consiguió, a través de su integración, la caracterización global del acelerador para las tres estrategias de producción de haces cubiertas en el estudio (incluyendo los haces de alta intensidad previstos por el proyecto "LHC Injectors Upgrade"). Los resultados fueron que, suponiendo un valor "global" del SEY para la superficie interna del anillo cercano a $\delta_{max}^0 = 1,6$, el desfase medio entre los protones de cada paquete y la partícula síncrona era siempre menor que $0,8^\circ$ para los haces LHC25 y BCMS de baja intensidad (i.e. $N_b = \{1 \cdot 10^{11} \text{ ppb}, 1,3 \cdot 10^{11} \text{ ppb}\}$) y menor que $0,9^\circ$ para los futuros haces LHC25 y BCMS de alta intensidad (i.e. $N_b = \{1,9 \cdot 10^{11} \text{ ppb}, 2,6 \cdot 10^{11} \text{ ppb}\}$) a lo largo de todo el ciclo magnético; siendo menor que $0,2^\circ$ a lo largo de todo el ciclo tanto para los actuales como para los futuros haces LHC50.

Más allá de la caracterización de las distintas secciones del acelerador o del anillo entero, parece que los requisitos previstos por el proyecto "LHC Injectors Upgrade" no representarían una gran limitación en el rendimiento del acelerador. Esto es debido a que, como los paquetes de protones no son lo suficientemente cortos antes, el efecto *multipacting* se seguirá produciendo sólo después de la última separación de los haces de protones (6 ms antes de ser extraídos hacia el SPS), y a que, cuando nos referimos a los imanes principales del acelerador (que suponen un 79.63 % del anillo), tanto el máximo número de electrones por vuelta en la cámara de vacío como el máximo de las pérdidas energéticas por protón en cada vuelta debido al efecto nube de

electrones tienen una dependencia muy baja en la intensidad de los haces de protones cuando las longitudes de éstos están entre las más pequeñas del ciclo magnético. A partir de estos resultados se puede concluir que la conjunción del tiempo de exposición de los haces y la severidad del efecto pueden no ser suficientes como para degradarlos, incluso cuando nos referimos a los haces LHC25.

Finalmente, en la Sección 3, se proporcionó la información clave para el diseño de los nuevos monitores de electrones instalados en el imán MU98 durante el apagón programado para 2013-2014. La información está resumida en el Cuadro 6. Por otro lado, en el Anexo E puede verse una verificación parcial (limitada al caso de una sección concreta del anillo) de la consistencia de las simulaciones con los datos experimentales. En él se obtuvo un valor más preciso del SEY en la sección recta SS98 del anillo que el que se obtuvo en [10].

Referencias

- [1] U. Iriso Ariz, *Electron Clouds in the Relativistic Heavy Ion Collider*. PhD thesis, Universitat de Barcelona. Departament de Física Aplicada i Òptica, 2005.
- [2] C. Yin Vallgren, T. Nilsson, and M. Taborelli, *Low Secondary Electron Yield Carbon Coatings for Electron Cloud Mitigation in Modern Particle Accelerators*. PhD thesis, Chalmers U. Tech., Goteborg, 2011. Presented 13 Sep 2011.
- [3] E. Chapochnikova, “SPS Challenges,” 2008.
- [4] C. O. Domínguez Sánchez de la Blanca, L. Rivkin, and F. Zimmermann, *Electron cloud studies for the LHC and future proton colliders*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, Lausanne, Nov 2013. Presented 13 Jan 2014.
- [5] P. Allport and D. Contardo, “Workshop looks towards High-Luminosity LHC,” Jan 2014.
- [6] G. Papotti, “LHC operation at higher energy and luminosity,” 2013.
- [7] H. Damerau, A. Findlay, S. Gilardoni, and S. Hancock, “RF Manipulations for Higher Brightness LHC-Type Beams,” Tech. Rep. CERN-ACC-2013-0210, CERN, Geneva, May 2013.
- [8] G. Iadarola and G. Rumolo, “PyECLOUD and build-up simulations at CERN,” p. 6 p, Sep 2013. Comments: 6 pages, contribution to the Joint INFN-CERN-EuCARD-AccNet Workshop on Electron-Cloud Effects: ECLOUD’12; 5-9 Jun 2012, La Biodola, Isola d’Elba, Italy.
- [9] G. Iadarola, H. Damerau, S. Gilardoni, G. Rumolo, G. Sterbini, C. Yin Vallgren, M. Pivi, and S. Rioja-Fuentelsaz, “Electron Cloud Studies for the Upgrade of the CERN PS,” Tech. Rep. CERN-ACC-2013-0095, CERN, Geneva, May 2013.
- [10] F. Caspers, S. Gilardoni, E. Mahner, G. Rumolo, C. Yin Vallgren, and G. Iadarola, “Comparison between electron cloud build-up measurements and simulations at the CERN PS,” *Conf. Proc.*, vol. C1205201, p. WEPPR010. 3 p, May 2012.
- [11] G. Iadarola and G. Rumolo, “Electron Cloud Simulations with PyECLOUD,” Tech. Rep. EuCARD-CON-2012-019, 2012.
- [12] J.-P. Burnet, C. Carli, M. Chanel, R. Garoby, S. Gilardoni, M. Giovannozzi, S. Hancock, H. Haseroth, K. Hübner, D. Küchler, J. Lewis, A. Lombardi, D. Manglunki, M. Martini, S. Maury, E. Métral, D. Möhl, G. Plass, L. Rinolfi, R. Scrivens, R. Steerenberg, C. Steinbach, M. Vretenar, and T. Zickler, *Fifty years of the CERN Proton Synchrotron: Volume 1*. Geneva: CERN, 2011.
- [13] A. Poncet, “The vacuum systems of the LEP injector chain,” 1988.
- [14] R. D. M. R. G. S. G. B. G. B. G. M. M. G. R. R. T. G. Arduini, O. Brüning, “BEAM PARAMETERS AT LHC INJECTION,” Jan 2014.
- [15] S. Y. Lee, *Accelerator physics; 3rd ed.* Singapore: World Scientific, 2012.
- [16] E. Mahner, T. Kroyer, and F. Caspers, “Electron cloud detection and characterization in the cern proton synchrotron,” *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 11, p. 094401, Sep 2008.

- [17] F. Caspers, K. Kroyer, C. Mahner, and J. Wendel, “Comparison of Enamel and Stainless Steel Electron Cloud Clearing Electrodes Tested in the CERN Proton Synchrotron,” p. 4 p, May 2009.
- [18] J. A. Bittencourt, *Fundamentals of plasma physics; 3rd ed.* New York: Springer, 2004.
- [19] CERN, *CERN Accelerator School. Second General Accelerator Physics Course*, (Geneva), CERN, 1987.
- [20] D. C. Flander, D. Grier, K. D. Metzmacher, and P. Pearce, “A modulated fast bump for the CPS continuous transfer,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 24, no. 3, pp. 1340–2, 1977.
- [21] H. Wiedemann, *Particle accelerator physics; 3rd ed.* Berlin: Springer, 2007.
- [22] H. Damerau, S. Hancock, T. Kroyer, E. Mahner, and M. Schokker, “Electron Cloud Mitigation by Fast Bunch Compression in the CERN PS,” p. 4 p, Sep 2008.
- [23] W. Herr and B. Muratori, “Concept of luminosity,” 2006.
- [24] S. Gilardoni, S. Bart Pedersen, C. Bertone, N. Biancacci, A. Blas, S. Damjanovic, D. Bordart, J. Borburgh, P. Chiggiato, H. Damerau, J. Devine, T. Dobers, M. Gourber-Pace, S. Hancock, A. Huschauer, G. Iadarola, L. Lopez Hernandez, A. Masi, S. Mataguez, E. Métral, M. Paoluzzi, S. Persichelli, S. Pittet, C. Rossi, S. Roesler, G. Rumolo, B. Salvant, R. Steerenberg, G. Sterbini, J. Vollaie, R. Wasef, L. Ventura, C. Yin Vallgren, and M. Migliorati, “The PS Upgrade Program: Recent Advances,” Tech. Rep. CERN-ACC-2013-0162, CERN, Geneva, May 2013.
- [25] O. Bruning and F. Zimmermann, “Parameter Space for the LHC High-Luminosity Upgrade,” *Conf. Proc.*, vol. C1205201, p. MOPPC005. 3 p, May 2012.

Agradecimientos y publicaciones

Me gustaría agradecer al Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN) por su ayuda económica para llevar a cabo mi proyecto fin de carrera de Ingeniería Industrial; a mi supervisor Giovanni Rumolo por darme tan buena oportunidad y confiar en mí para llevar a cabo este trabajo; a Giovanni Iadarola por su inestimable ayuda; a Olav Ejner Berrig y Chandrashekhara M. Bhat (Fermilab) por sus lecciones sobre Física de Aceleradores; y también un agradecimiento muy especial a Guido Sterbini por sus lecciones, y su tiempo y esfuerzo ayudándome.

De la Universidad de Zaragoza me gustaría darle las gracias a Igor García Irastorza (Facultad de Ciencias) porque fue él quien me propuso que solicitara la beca "Technical Student" para hacer el proyecto fin de carrera en el CERN. Después también me gustaría dar las gracias a los profesores que apoyaron mi solicitud: José Antonio Rojo Martínez, Francisco Javier Nogueras Iso y José Luis Cortés Azcoiti (Facultad de Ciencias) y especialmente a Luis Alberto Angurel Lambán por ejercer de ponente para la defensa del proyecto y por todas sus correcciones de la memoria escrita.

Las publicaciones científicas a las que ha dado lugar el trabajo, han sido:

- "Electron Cloud Studies for the Upgrade of the CERN PS" (Coauthor). Paper presented at the 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC), Shanghai (China). *May 2013*
- "Electron cloud simulation studies for the CERN-PS in the framework of the LHC Injectors Upgrade project" (Main author). CERN-ACC-NOTE-2014, Geneva (Switzerland) *To be published*

Anexos:

A. Effect of the different beam lengths

This appendix is intended to compare the electron cloud effect for the LHC25 and the BCMS beams in the most common beam pipe sections of the CERN-PS. As we saw in Section 2, the LHC25 beams in the CERN-PS consist of beams of 72 proton bunches whose mass centres are separated by 25 ns after the last splitting, while the BCMS beams (Batch Compression, Bunch Merging and Splitting [7]) consist of bunch trains of 48 bunches whose mass centres are separated by the same distance. This means that 1/7 of the CERN-PS is empty when it is operating with the LHC25 beams, and 3/7 with the BCMS beams (see Figure 5). Then, this increased gap between subsequent turns, could be an important mitigation of the electron cloud effect in the machine, as it was experimentally shown in [9] using bunch trains of 60 bunches.

The integrated luminosity¹⁵ at the LHC could be written in a simplified way as [23]:

$$\mathcal{L}_{LHC} \approx \frac{2n_b}{q_e^2 T_{rev}} \int_{\mathbb{R}^4} \rho_1(x, y, s + \beta ct) \rho_2(x, y, s - \beta ct) dx dy ds d(\beta ct) = \frac{n_b N_b^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y T_{rev}} \quad (17)$$

where n_b is the number of bunches per beam, q_e is the electric charge of the electron, N_b is the number of particles per bunch, T_{rev} is the time spent per each bunch to complete a turn in the LHC, σ_x and σ_y are the horizontal and vertical root mean squared beam sizes (the proton bunches are assumed identical), and $\rho_k(x, y, s \pm \beta ct)$ is the electric charge density of the k-bunch and is given by equation (9) in the laboratory frame of reference. As the new beam production scheme manages to reduce the emittance of the beams [24], and then the transverse beam sizes (equation (1)), the number of bunches per beam in the LHC could be reduced, but achieving even more integrated luminosity than in the case of the LHC25 beams¹⁶.

In this appendix we study locally the electron cloud effect using the results obtained in Sections 4 and 5 in order to characterize the most common beam pipe sections of the CERN-PS for both beam production schemes: the LHC25 and the BCMS beams. This means that we no longer need to consider the combination of vacuum chamber geometries and magnetic field configurations given by Table 2, but that it is enough to consider the combination given by Table 8. As always, we use the next two observables to characterize locally the different sections of the beam pipe: the number of electrons inside the vacuum chamber per metre in the longitudinal axis, and the energy loss per proton in each turn per metre in the longitudinal axis. The former is the most representative observable of the electron cloud build-up, and the latter shows one of its effects on the proton beams.

This part of the study about the effect of the different bunch train lengths is divided into four sub-sections corresponding to the four combinations of vacuum chamber geometries and magnetic field configurations of Table 8. As the results for the non-symmetrical chambers are similar to the ones concerning the *standard* chamber, we have brought this results to the Appendix B, while the results for the symmetrical chamber are shown in the next paragraphs of the present appendix. For each case, the results for a beam pipe section within a combined

¹⁵The instantaneous luminosity can be written as: $\mathcal{L}_{inst}(t) = \frac{1}{\sigma_{sc}} \frac{dN_{sc}}{dt}$ where dN_{sc}/dt is the rate of interactions between the particles of the colliding beams per unit time, and σ_{sc} is the corresponding total cross section of the physical process. The integrated luminosity can be written as: $\mathcal{L} = \int \mathcal{L}_{inst}(t) dt$.

¹⁶Note that the same values of the transverse emittances have been used to simulate all the beam production schemes in this work. They are given in Table 3.

function magnet and within a drift space are presented. Moreover, the results are sorted by bunch intensities as well as by bunch lengths, to easily recognize the behaviour patterns of the electron cloud effect.

For each of the two sub-sections regarding the *standard* chamber, an example for both beam productions schemes is given taking an SEY for the chamber of 1.6 (as in Reference [10]) to show the evolution of the two observables under consideration on a time scale of microseconds. Then, in the following pictures, the same observables are provided for different points in time of the magnetic cycle on a time scale of milliseconds. This is achieved considering the different bunch lengths along the CERN-PS magnetic cycle (See Figure 6).

A.1. *Standard* chamber & drift space

In the present sub-section we focus on a drift space covered by the *standard* chamber. An example for one turn is shown in Figure 60.

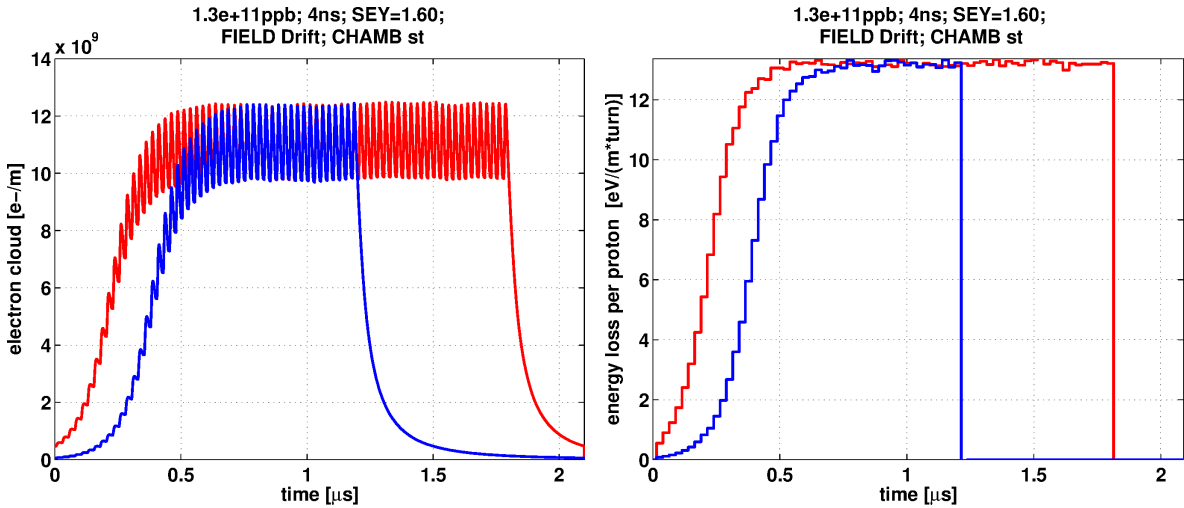


Figure 60: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and BCMS beams (blue).

In Figures 61 and 62 the maximum number of electrons per turn is shown for a section of the beam pipe where the chamber is the *standard* one and there is no an external magnetic field (it is a drift space). As we can see, the threshold for the multipacting effect are always lower for the LHC25 beams if we compare pairs with the same bunch length ($4\sigma_s/c$) and bunch intensity (N_b).

In Figure 61, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is next to an SEY of 1.6 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.75 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY

close to 1.25 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.5 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.65 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.4 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.1 when the bunch length is 6 ns, to increase again until an SEY of 1.15 for a bunch length of 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.55 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 6 ns, to remain constant for a bunch length of 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.3 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.1 when the bunch length is 8 ns, to increase again until an SEY of 1.15 for a bunch length of 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.45 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 6 ns, to increase again until an SEY of 1.2 for a bunch length of 4 ns.

In Figure 62, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically increasing function of the bunch intensity and of the SEY for each beam production scheme, even when the multipacting effect is present (this does not happen for the bunch length). We can also see that when the thresholds for the multipacting effect are reached (high SEYs), the results for both beam production schemes are alike. Moreover, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer for both beam production schemes; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

In Figure 63, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the SEY is 1.2 or higher, a monotonically decreasing function of the bunch length. Moreover, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike.

Finally, in Figure 64, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. This is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the bunch length is 12 ns or lower, of the bunch intensity. Again, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike.

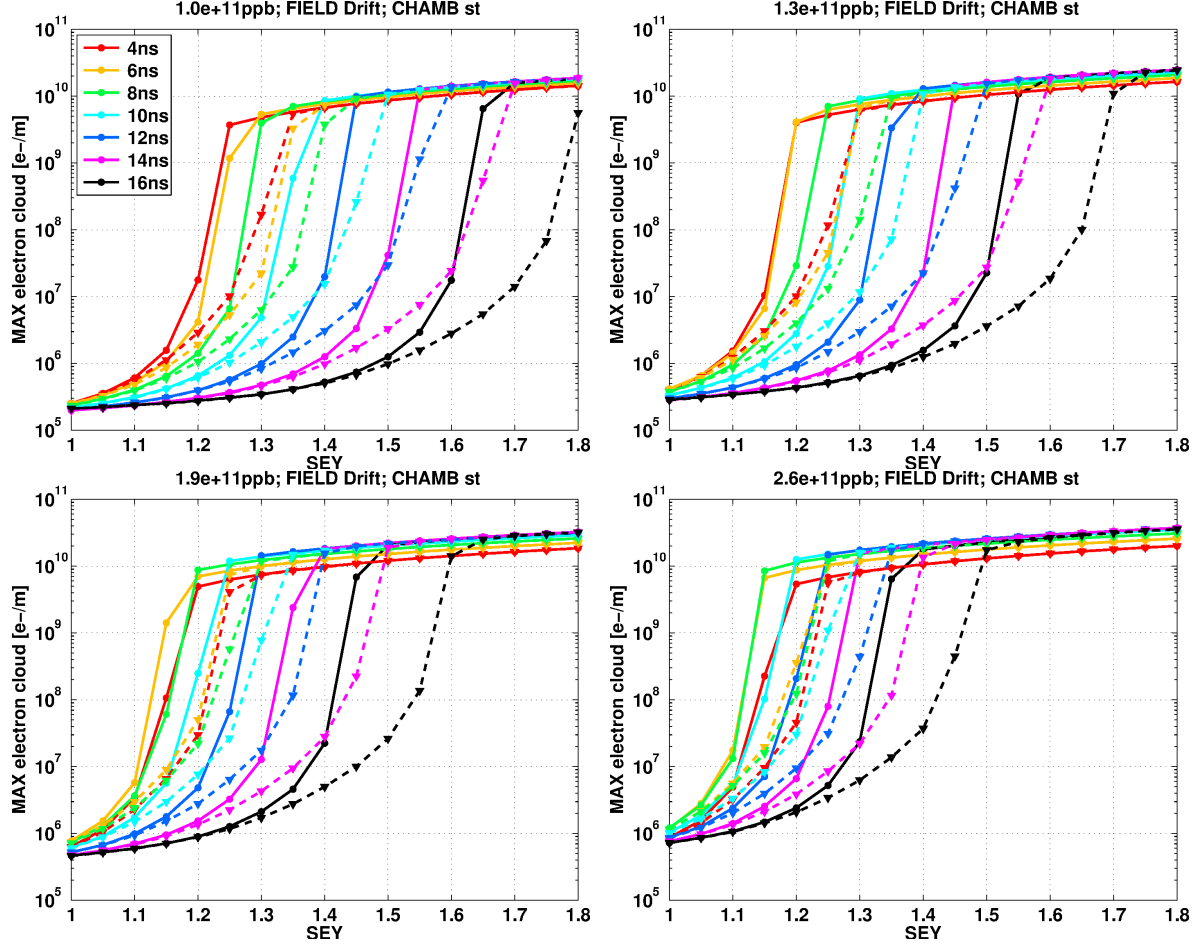


Figure 61: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

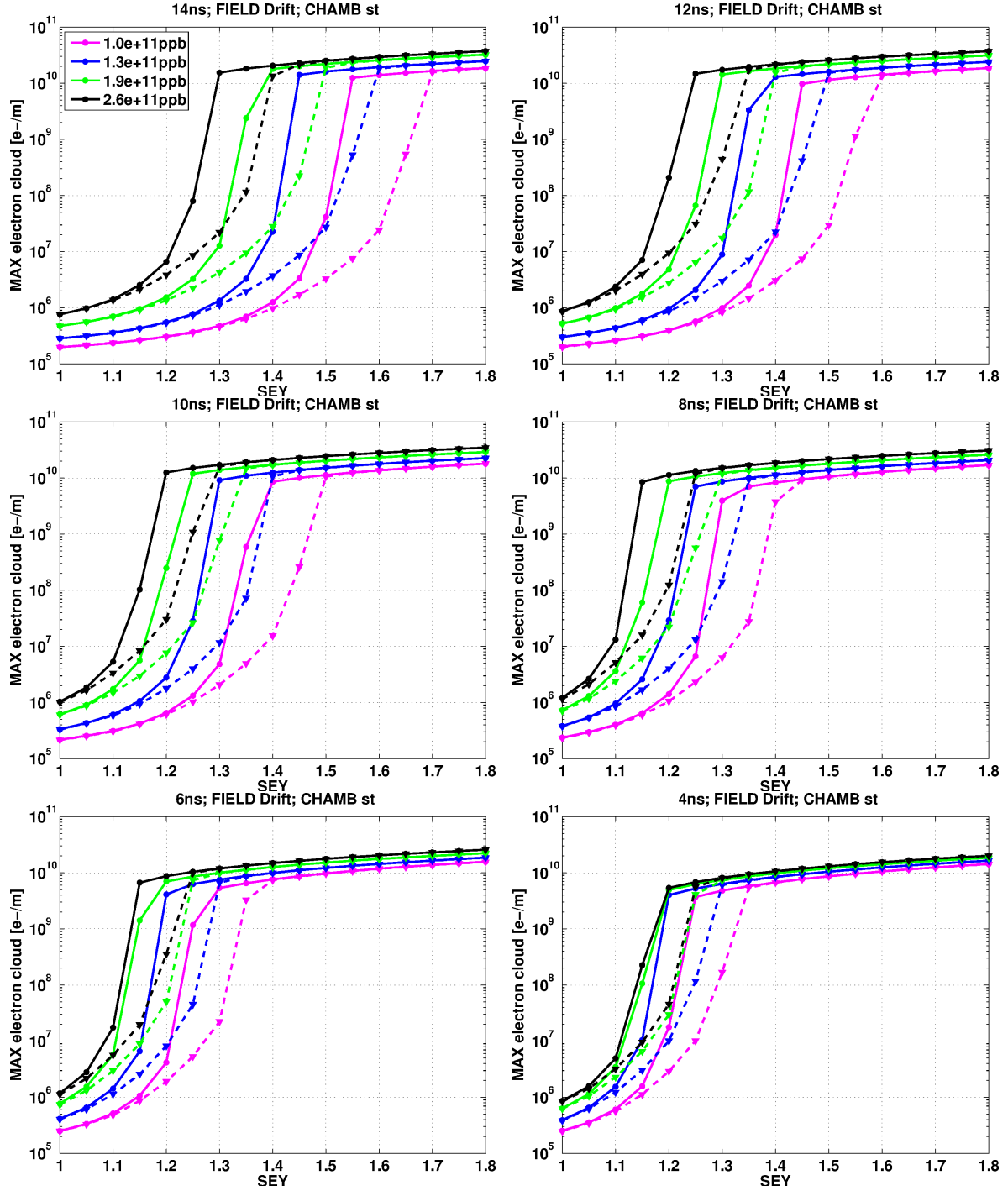


Figura 62: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

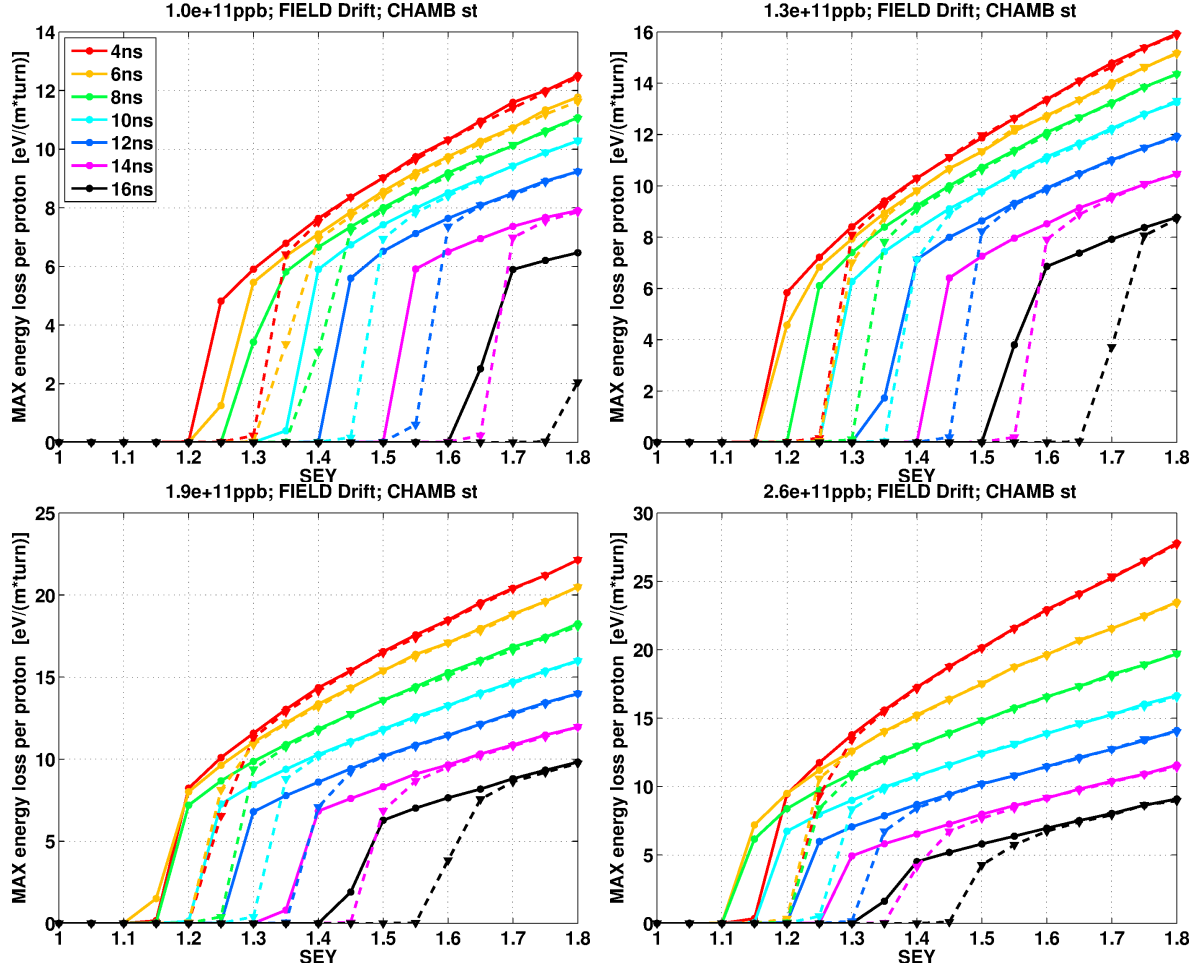


Figura 63: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

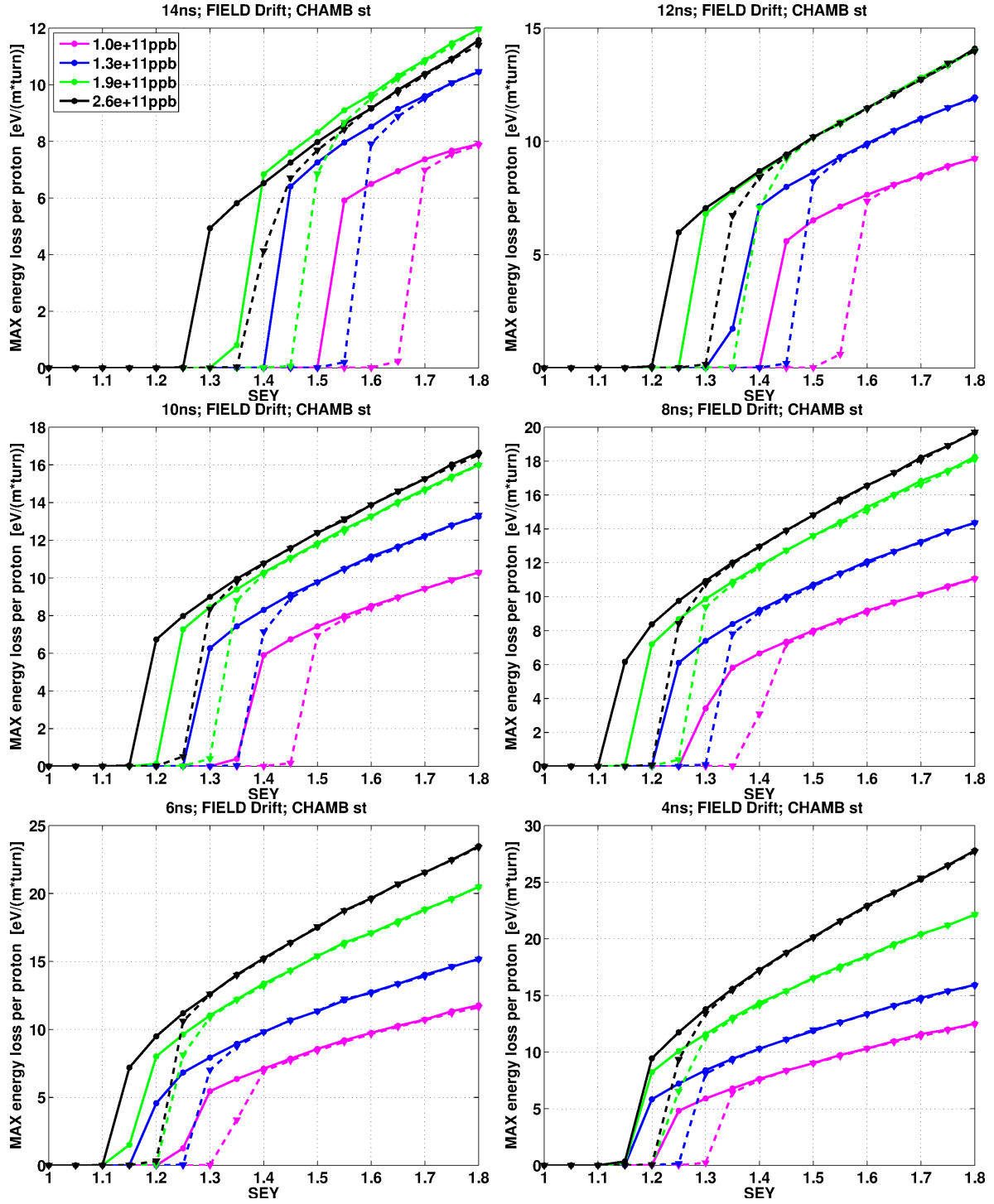


Figure 64: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

A.2. *Standard* chamber & main magnet

In the present sub-section we focus on a beam pipe section within a main magnet, covered by the *standard* chamber. An example for one turn is shown in Figure 65.

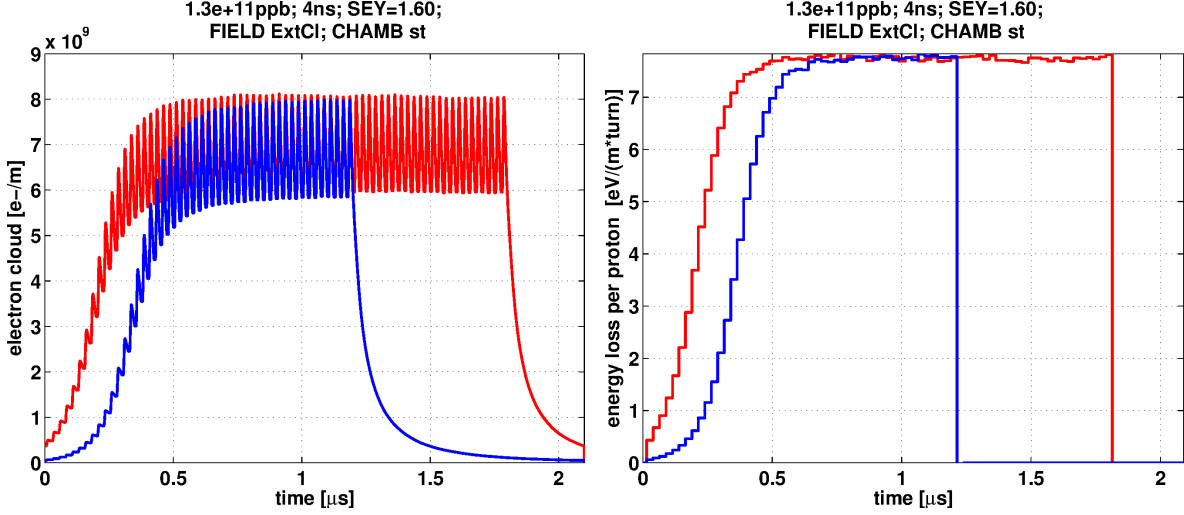


Figure 65: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a beam pipe section within a main magnet, covered by the *standard* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and BCMS beams (blue).

In Figure 66, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is also bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is also bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.7 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.25 when the bunch length is 4 ns.

In Figure 67, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity. We can also see that only away from the thresholds for the multipacting effect, the results for both beam production schemes are alike. Moreover, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer for both beam production schemes; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

In Figure 68, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and a monotonically decreasing function of the bunch length. Moreover, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike.

Finally, in Figure 69, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. This is always a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity. Again, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike, nearly disappearing the dependence on the bunch intensity for the two shortest values of the bunch lengths.

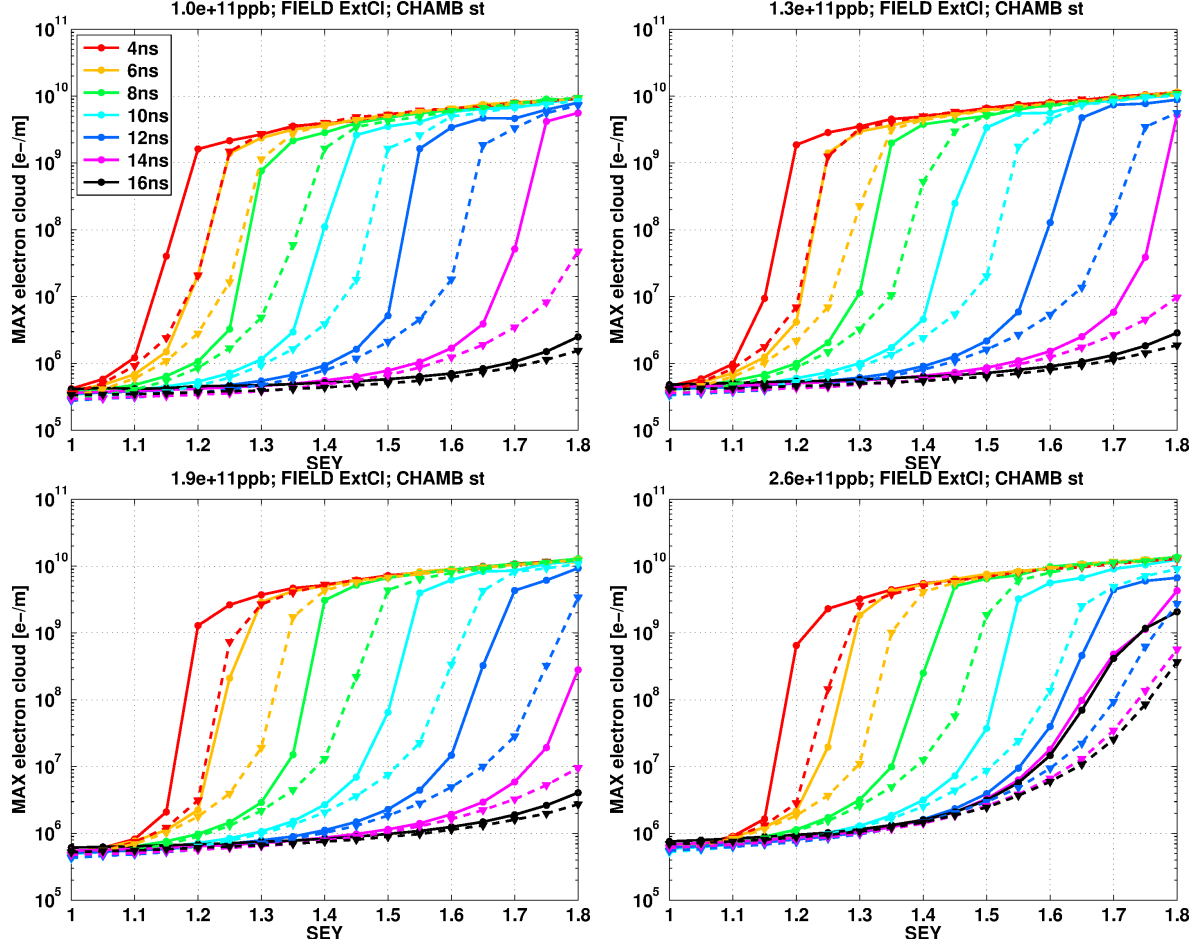


Figure 66: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

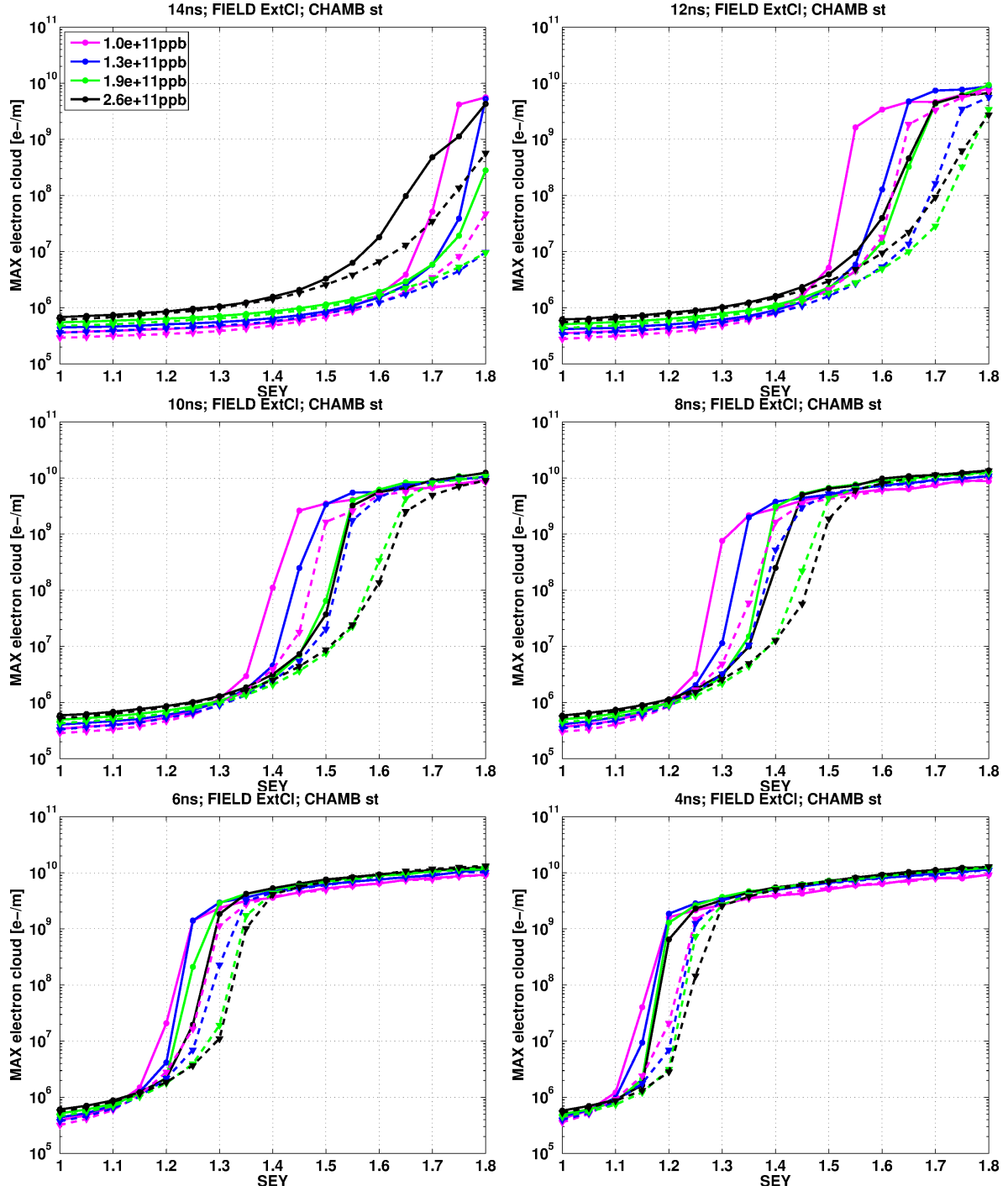


Figura 67: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

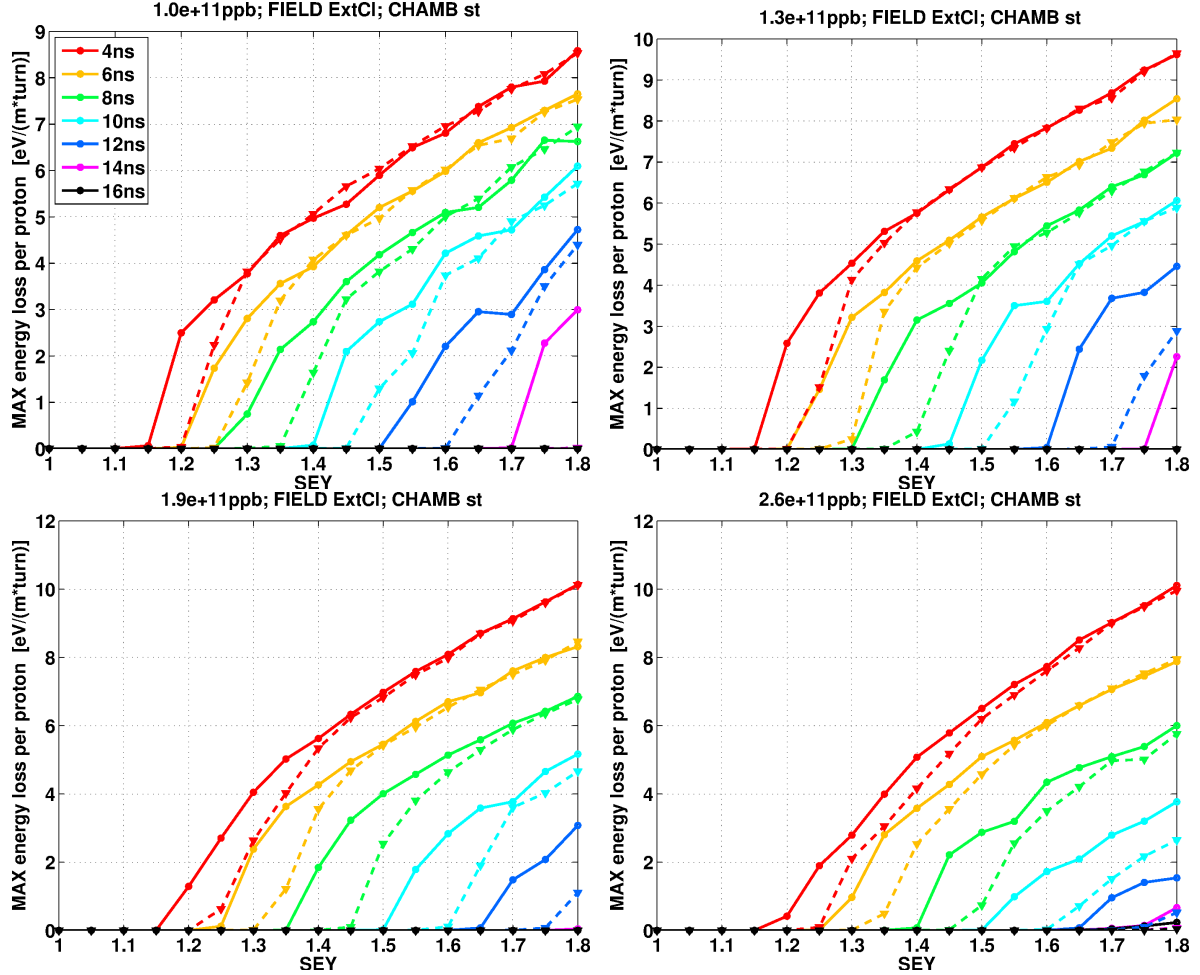


Figure 68: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

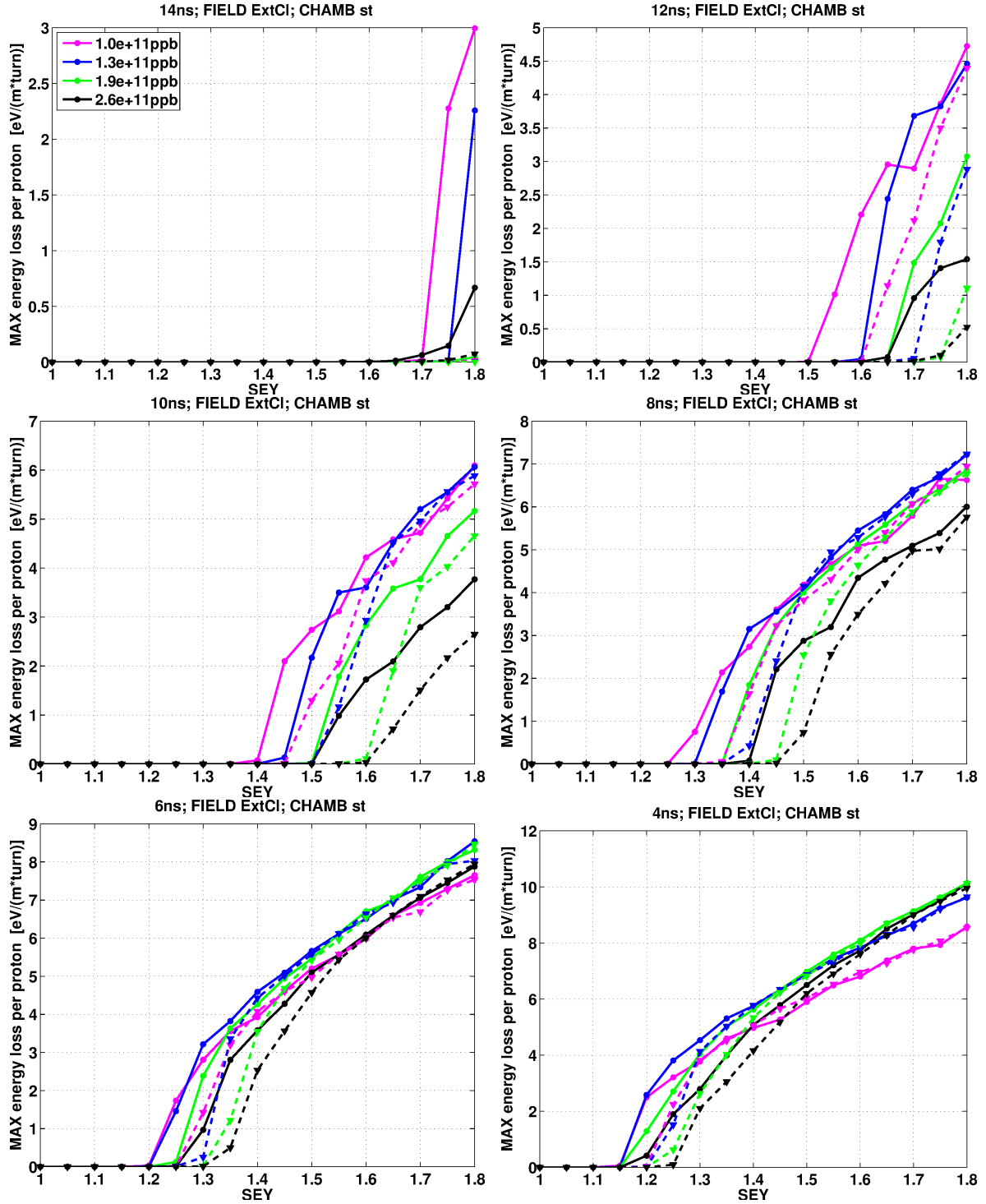


Figure 69: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

B. Effect of the different beam lengths for non symmetrical chambers

This appendix constitutes the continuation of the Appendix A. Here the results for the non-symmetrical chambers concerning the comparison between the LHC25 and the BCMS beams are shown.

B.1. Non-symmetrical chamber & drift space

In the present sub-section we focus on a drift space covered by the *special exterior* chamber. An example for one turn is shown in Figure 70.

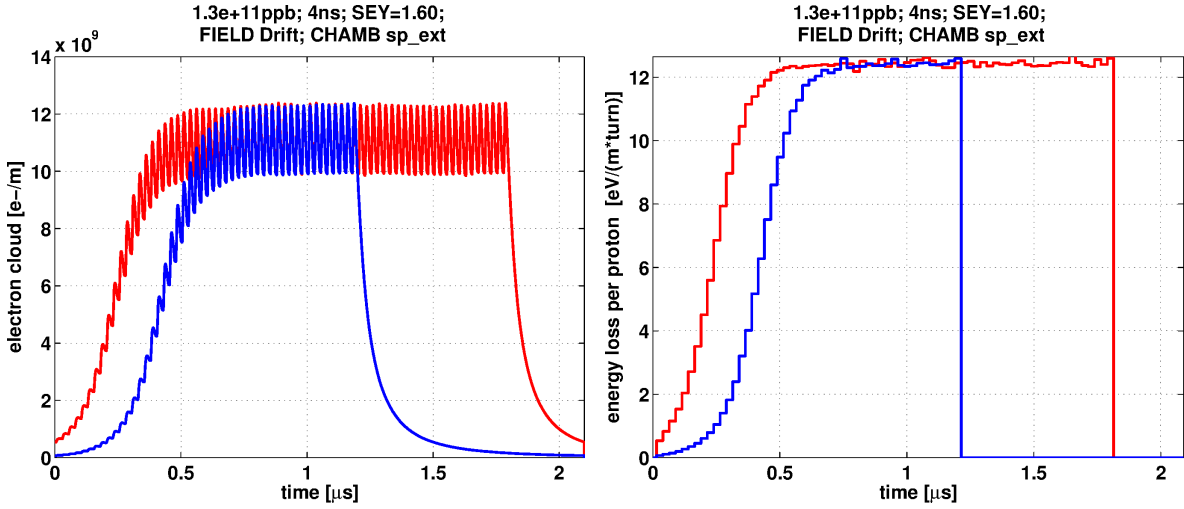


Figure 70: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and BCMS beams (blue).

In Figure 71, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is next to an SEY of 1.7 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.3 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.6 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.25 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.5 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 6 ns, to increase slightly again

for a bunch length of 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.65 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.25 when the bunch length is 6 ns, to remain constant for a bunch length of 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.35 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.1 when the bunch length is 6 ns, to increase again until an SEY of 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.5 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 6 ns, to increase again until an SEY of 1.25 for a bunch length of 4 ns.

In Figure 72, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically increasing function of the bunch intensity and of the SEY for each beam production scheme, even when the multipacting effect is present (this does not happen for the bunch length). We can also see that when the thresholds for the multipacting effect are reached (high SEYs), the results for both beam production schemes are alike. Moreover, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer for both beam production schemes; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

In Figure 73, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the SEY is 1.3 or higher, a monotonically decreasing function of the bunch length. Moreover, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike.

Finally, in Figure 74, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. This is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the bunch length is 10 ns or lower, of the bunch intensity. Again, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike.

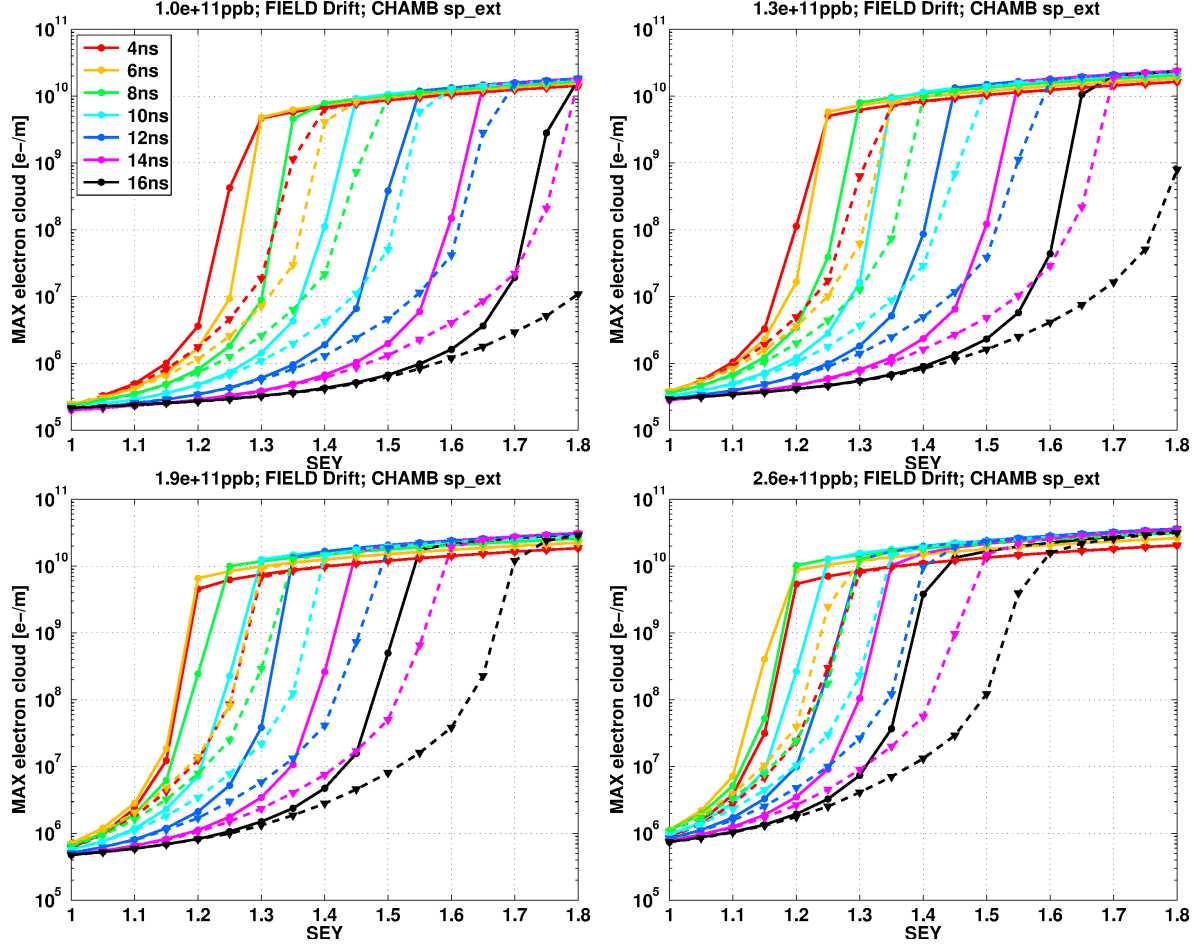


Figure 71: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

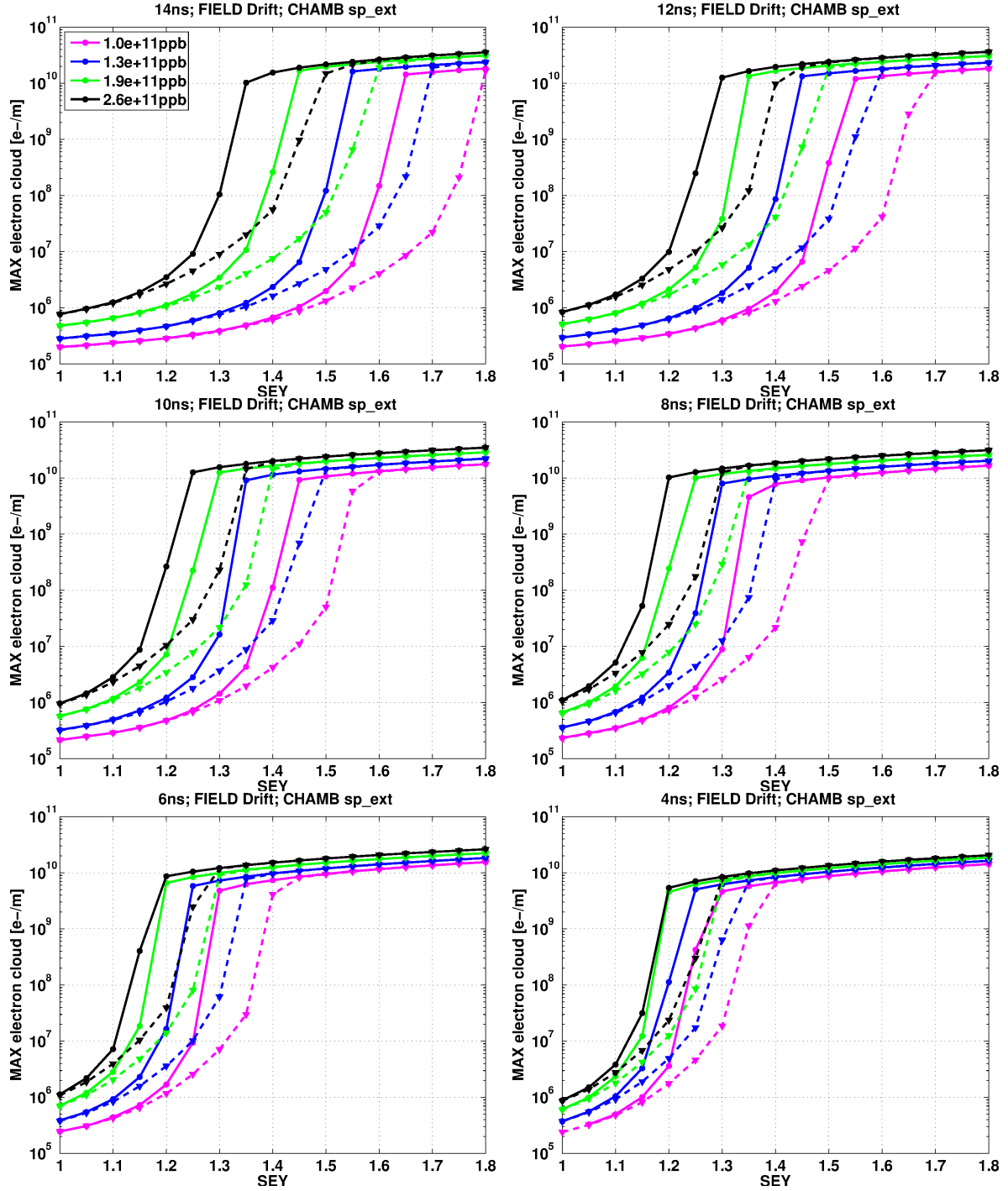


Figure 72: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (milli-second time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

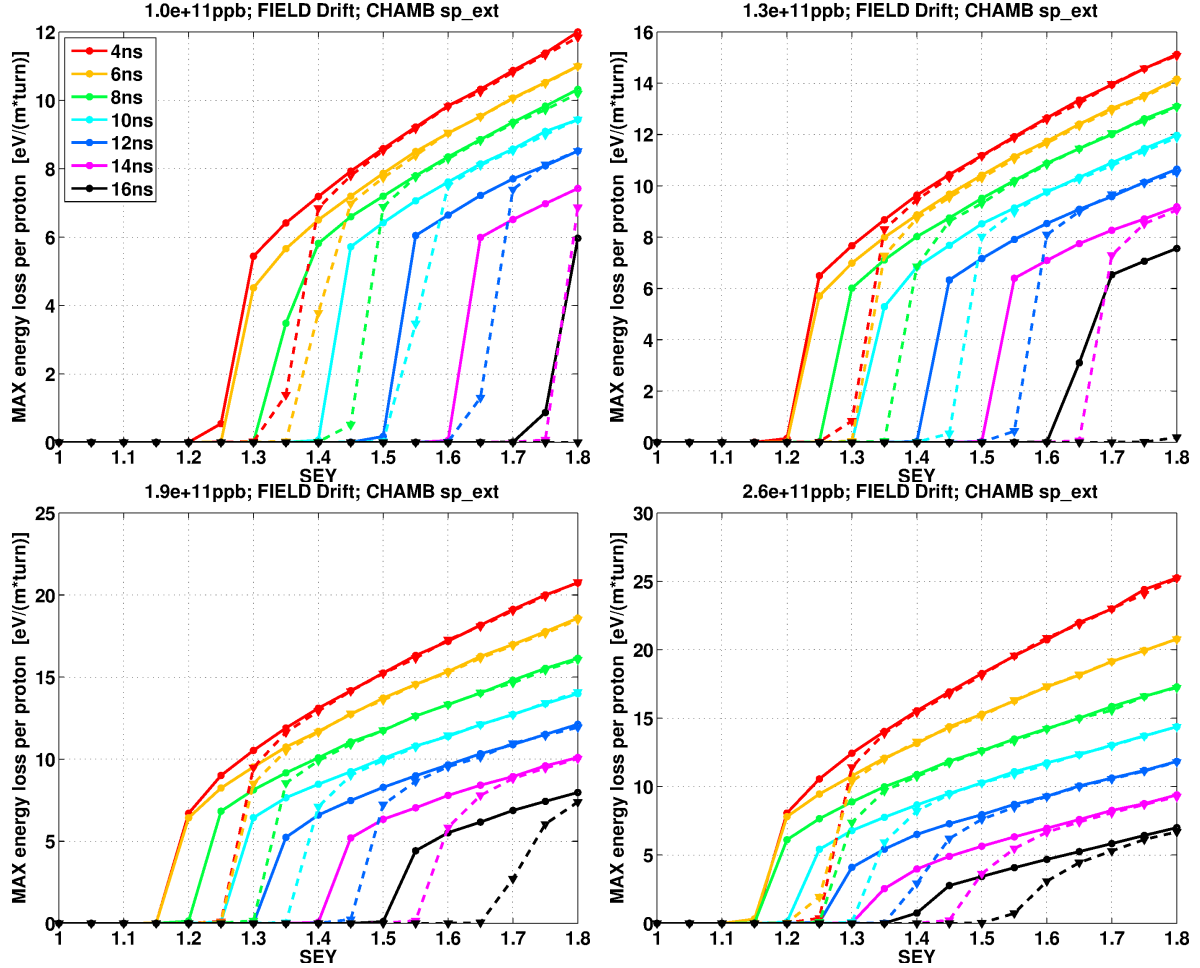


Figura 73: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

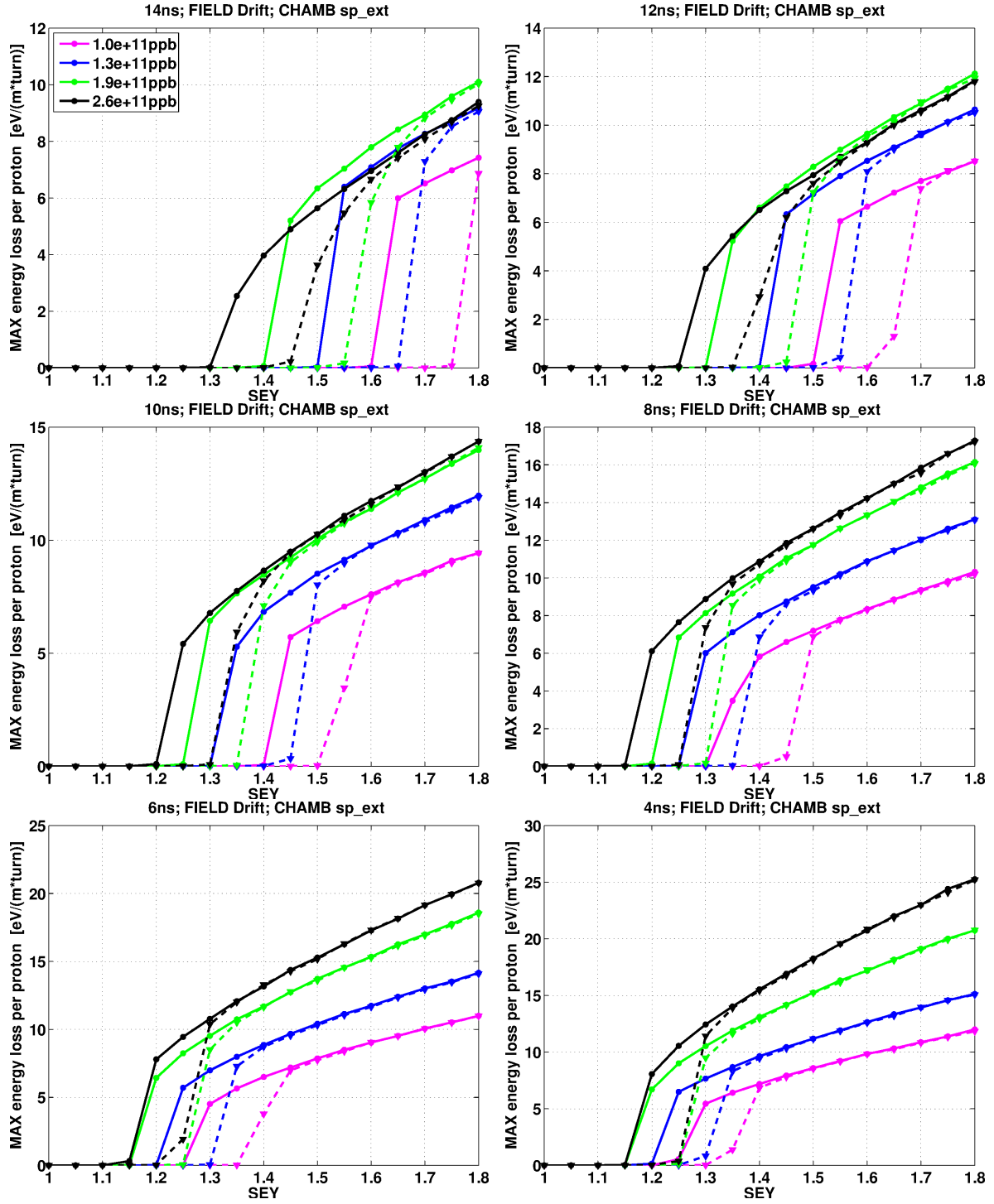


Figure 74: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

B.2. Non-symmetrical chamber & main magnet

In the present sub-section we focus on a beam pipe section within a main magnet, covered by the *special exterior* chamber. An example for one turn is shown in Figure 75.

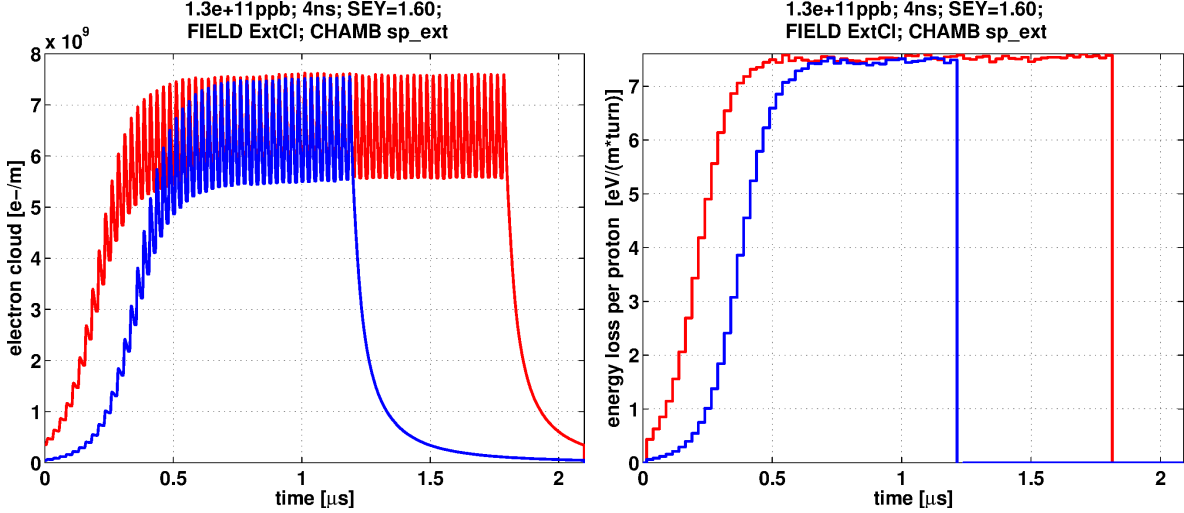


Figure 75: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a beam pipe section within a main magnet, covered by the *special exterior* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and BCMS beams (blue).

In Figure 76, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is also bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is also bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.7 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.25 when the bunch length is 4 ns.

In Figure 77, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity. We can also see that only away from the thresholds for the multipacting effect, the results for both beam production schemes are alike. Moreover, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer for both beam production schemes; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

In Figure 78, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and a monotonically decreasing function of the bunch length. Moreover, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike.

Finally, in Figure 79, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. This is always a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity. Again, as the SEY increases, the results for both beam production schemes become more alike, nearly disappearing the dependence on the bunch intensity for the two shortest values of the bunch lengths.

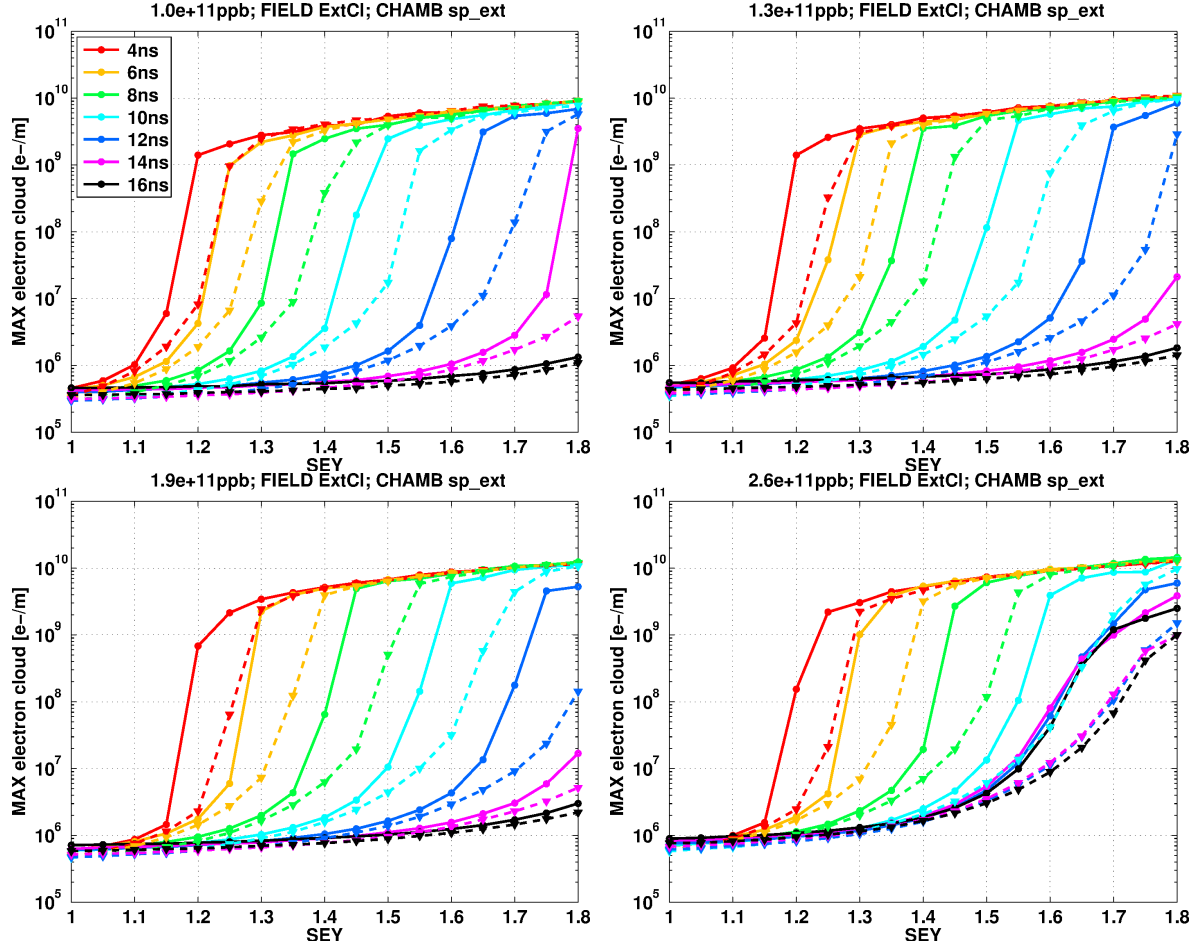


Figure 76: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

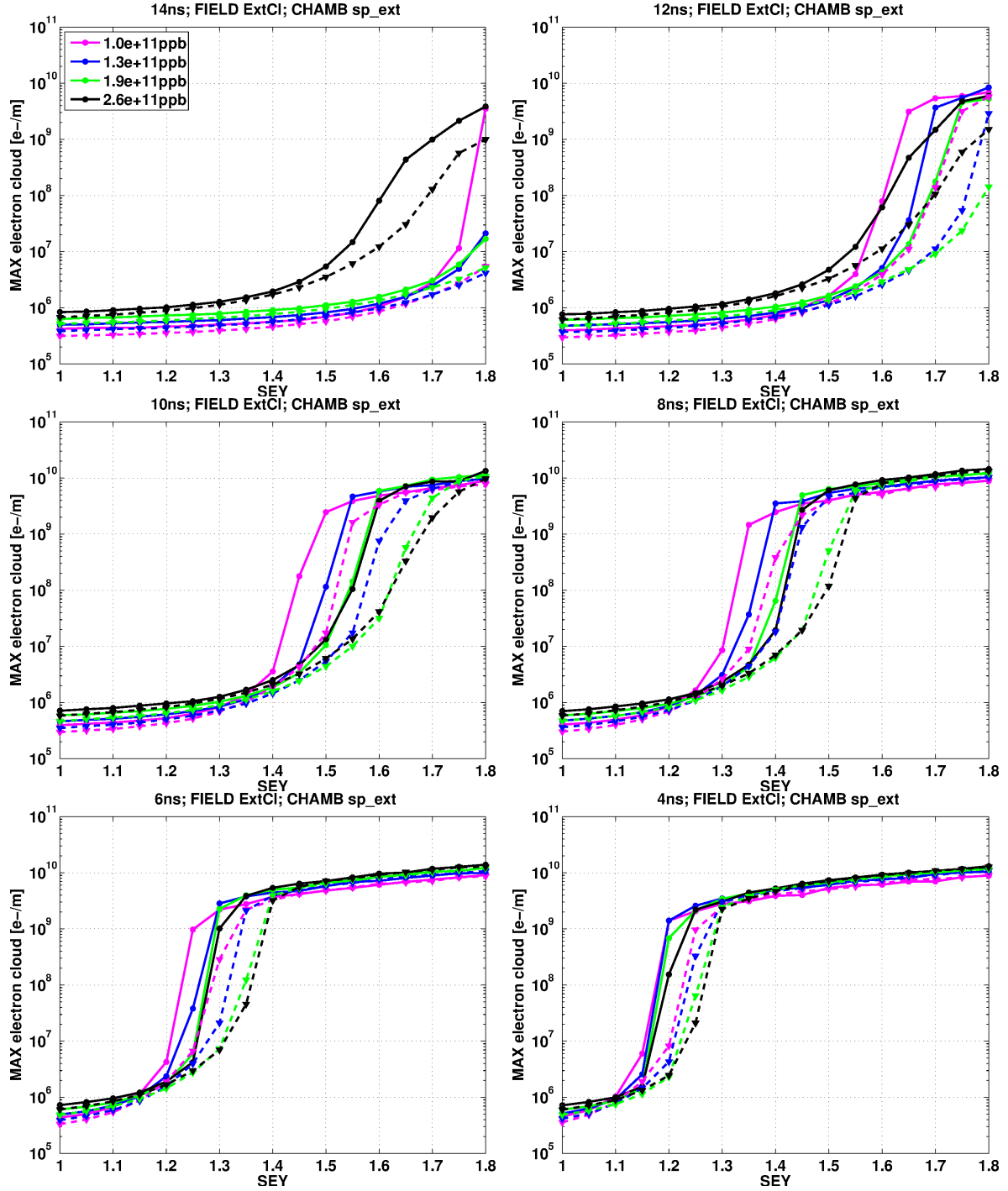


Figura 77: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (milli-second time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

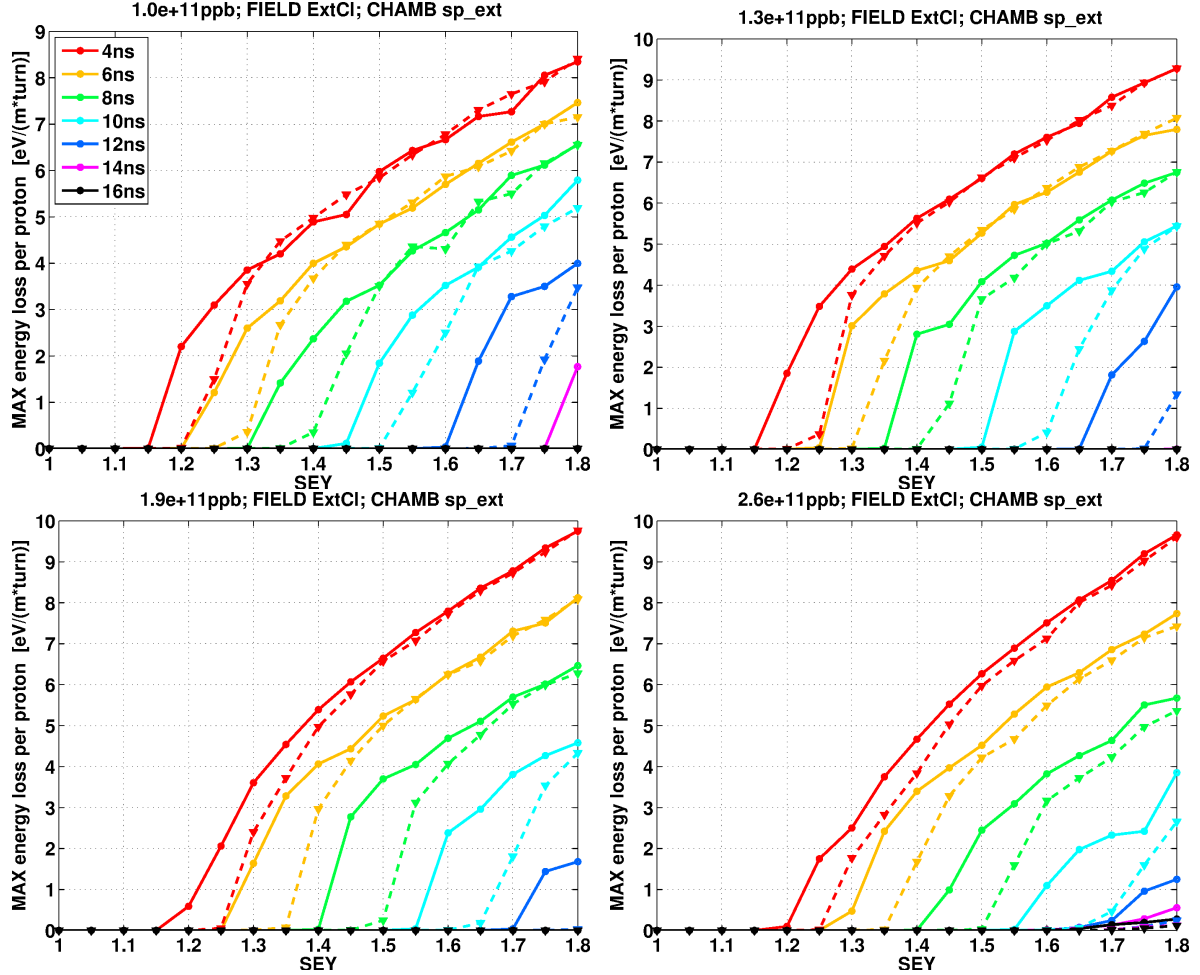


Figure 78: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

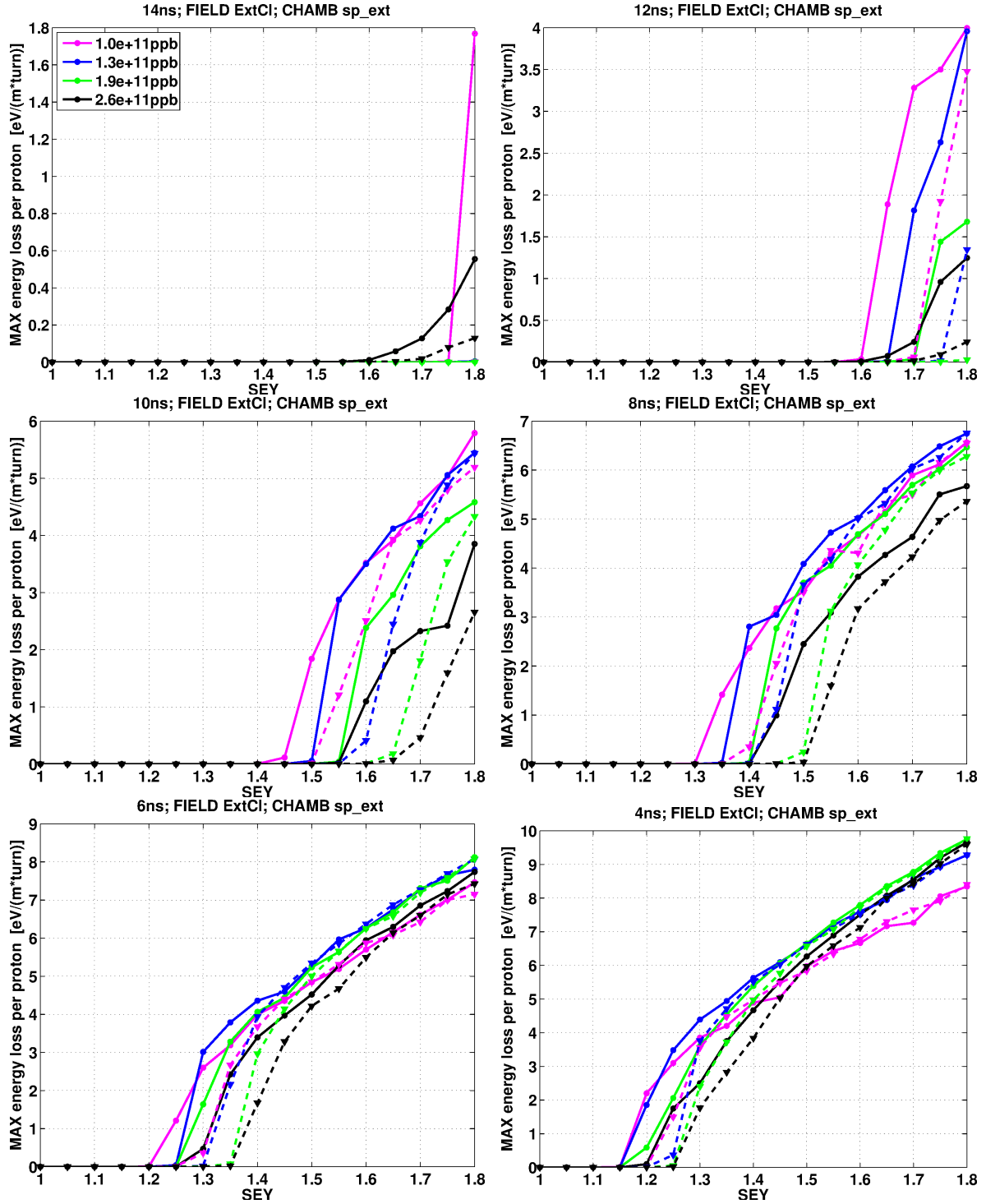


Figure 79: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and BCMS beams (dashed lines).

C. Effect of the different bunch spacings

This appendix is intended to compare the electron cloud effect for the LHC25 and the LHC50 beams in the most common beam pipe sections of the CERN-PS. As we saw in Section 2, the LHC25 beams in the CERN-PS consist of bunch trains of 72 bunches whose mass centres are separated by 25 ns after the last splitting, while the LHC50 beams consist of bunch trains of 36 bunches whose mass centres are separated by 50 ns.

The LHC25 beams were adopted as the High Luminosity LHC baseline scenario to reach a higher integrated luminosity in the LHC (equation (17)), keeping the LHC50 beams as a backup operation if some beam current limitation problems for the LHC25 beams would arise in the SPS or the LHC (e.g. the electron cloud effect) [25]. The reason to carry out this study is because, depending on the geometry of the chamber, the number of electrons per longitudinal metre of chamber can be higher when the bunch spacing is 50 ns than when it is 25 ns.

In this appendix we study locally the electron cloud effect using as well the results obtained in Sections 4 and 5 to characterize the most common beam pipe sections of the CERN-PS for both beam production schemes: the LHC25 and the LHC50 beams. This means that we no longer need to consider the combination of vacuum chamber geometries and magnetic field configurations given by Table 2, but that it is enough to consider the combination given by Table 8. As always, we use the next two observables to characterize locally the different sections of the beam pipe: the number of electrons inside the vacuum chamber per metre in the longitudinal axis, and the energy loss per proton in each turn per metre in the longitudinal axis. The former is the most representative observable of the electron cloud build-up, and the latter shows one of its effects on the proton beams.

The present section is organized as the previous one: it is divided into four sub-sections corresponding to the four combinations of vacuum chamber geometries and magnetic field configurations of Table 8. As the results for the non-symmetrical chambers are similar to the ones concerning the *standard* chamber, we have brought this results to the Appendix D, while the results for the symmetrical chamber are shown in the next paragraphs of the present appendix. For each case, the results for a beam pipe section within a combined function magnet and within a drift space are presented. Moreover, the results are sorted by bunch intensities as well as by bunch lengths, to easily recognize the behaviour patterns of the electron cloud effect.

For each of the two sub-sections regarding the *standard* chamber, an example for both beam productions schemes is given taking an SEY for the chamber of 1.6 (as in Reference [10]) to show the evolution of the two observables under consideration on a time scale of microseconds. Then, in the following pictures, the same observables are provided for different points in time of the magnetic cycle on a time scale of milliseconds. This is achieved considering the different bunch lengths along the CERN-PS magnetic cycle (See Figure 6).

C.1. *Standard* chamber & drift space

In the present sub-section we focus on a drift space covered by the *standard* chamber. An example for one turn is shown in Figure 80.

In Figure 81, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is next to an SEY

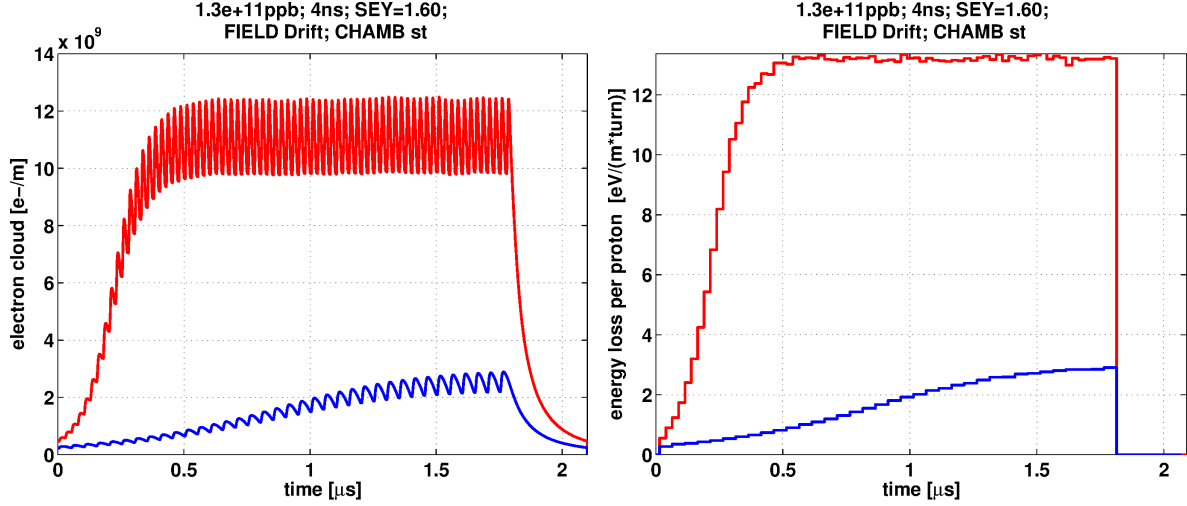


Figura 80: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and LHC50 beams (blue).

of 1.6 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.65 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.5 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the two largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.5 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.4 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.1 when the bunch length is 6 ns, to increase again until an SEY of 1.15 for a bunch length of 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.65 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.45 when the bunch length is 6 ns, to remain constant for a bunch length of 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.3 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.1 when the bunch length is 8 ns, to increase again until an SEY of 1.15 for a bunch length of 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.55 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.35 when the bunch length is 6 ns, to increase again until an SEY of 1.4 for a bunch length of 4 ns.

In Figure 82, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically

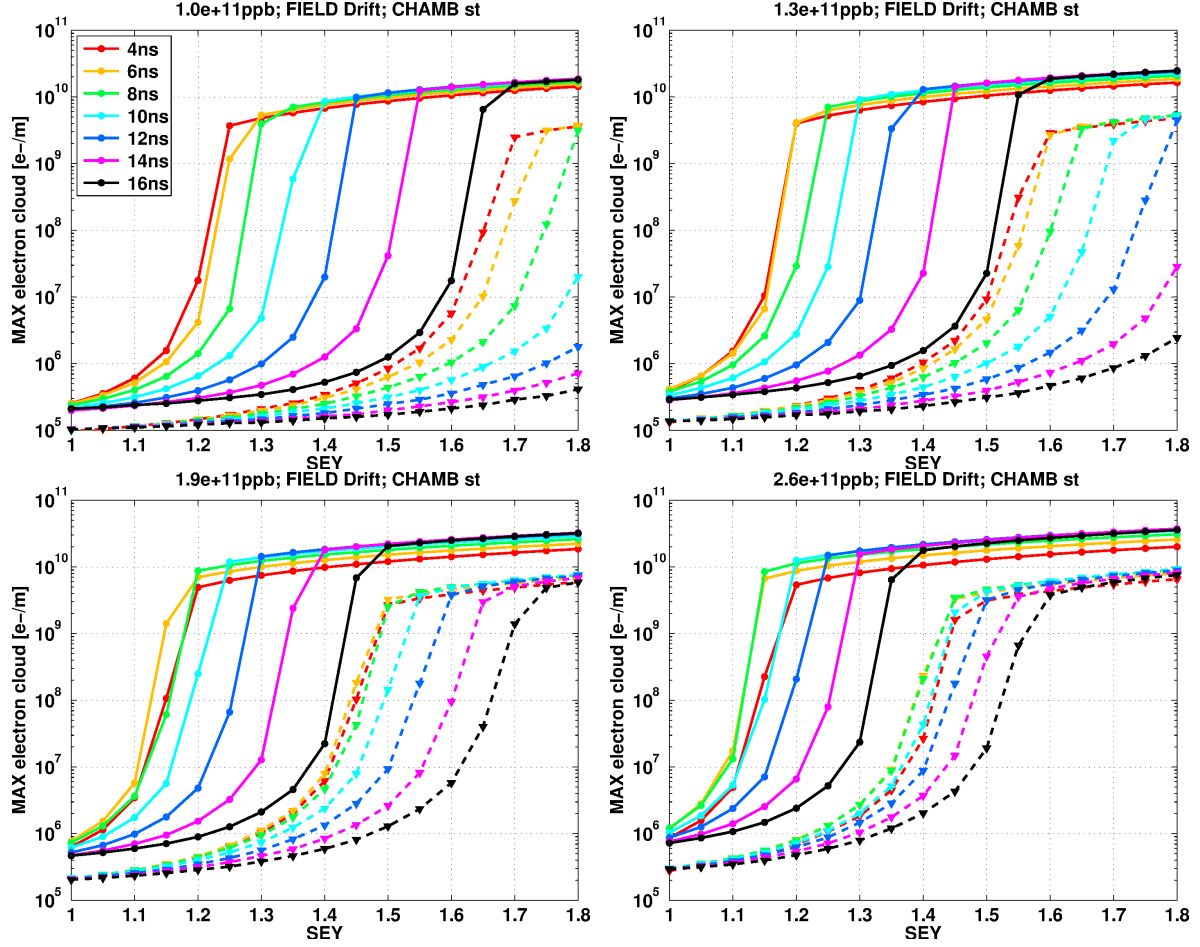


Figure 81: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

increasing function of the bunch intensity and the SEY, even when the multipacting effect is present (this does not happen for the bunch length). We can also see that the results for both beam production schemes are divergent, being always the electron cloud effect higher in the LHC25 beams. Moreover, for each beam production scheme, as the bunch length is approaching the smallest value, the thresholds of the multipacting effect become closer among them.

In Figure 83, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the SEY is 1.2 or higher for the LHC25 beams or when the SEY is 1.5 or higher for the LHC50 beams, is also a monotonically decreasing function of the bunch length.

In Figure 84, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. For the LHC50 beams this is always a monotonically increasing function of the SEY and the bunch intensity; and for the LHC25 beams is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the bunch length is 12 ns or lower, of the bunch intensity.

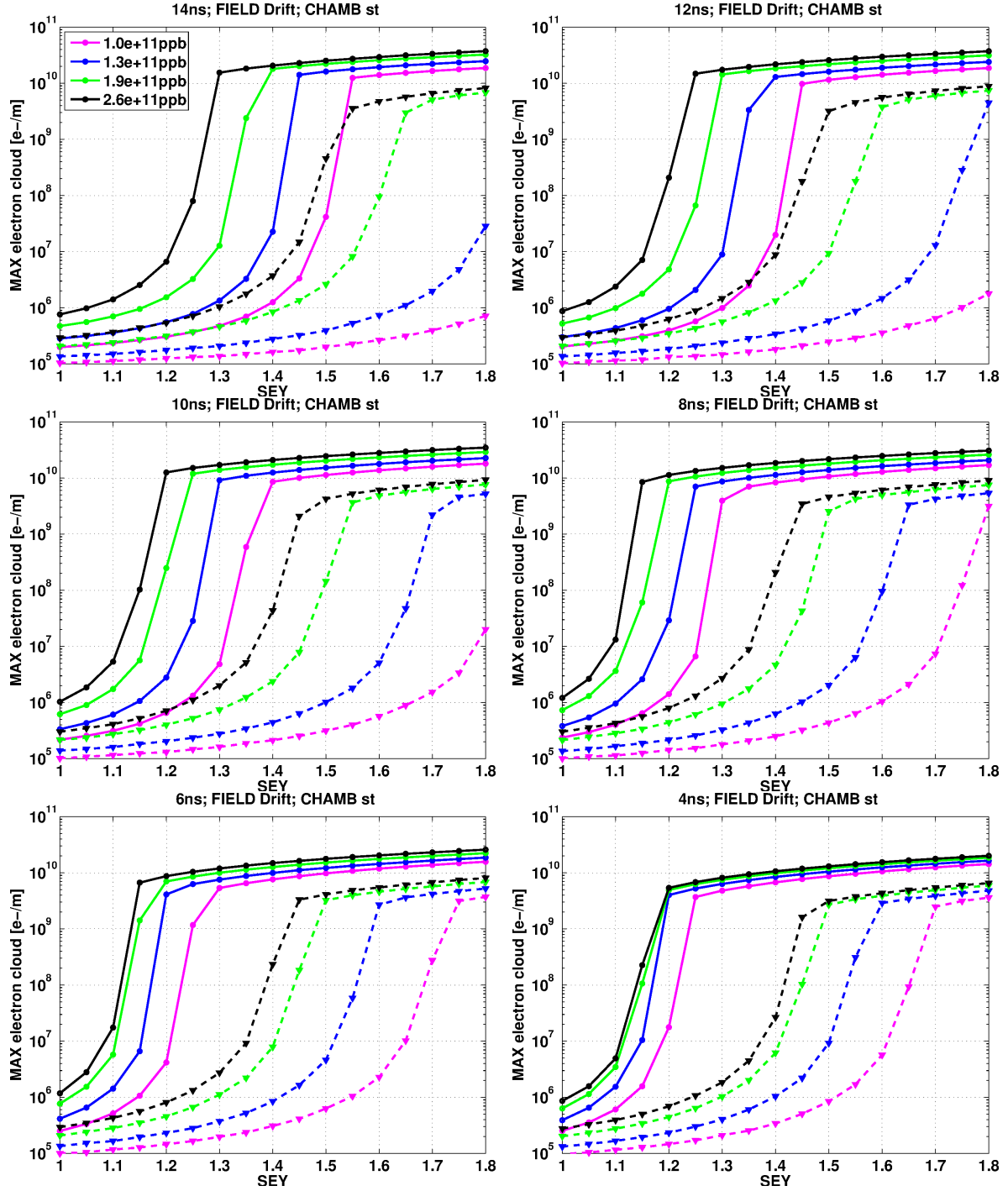


Figura 82: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

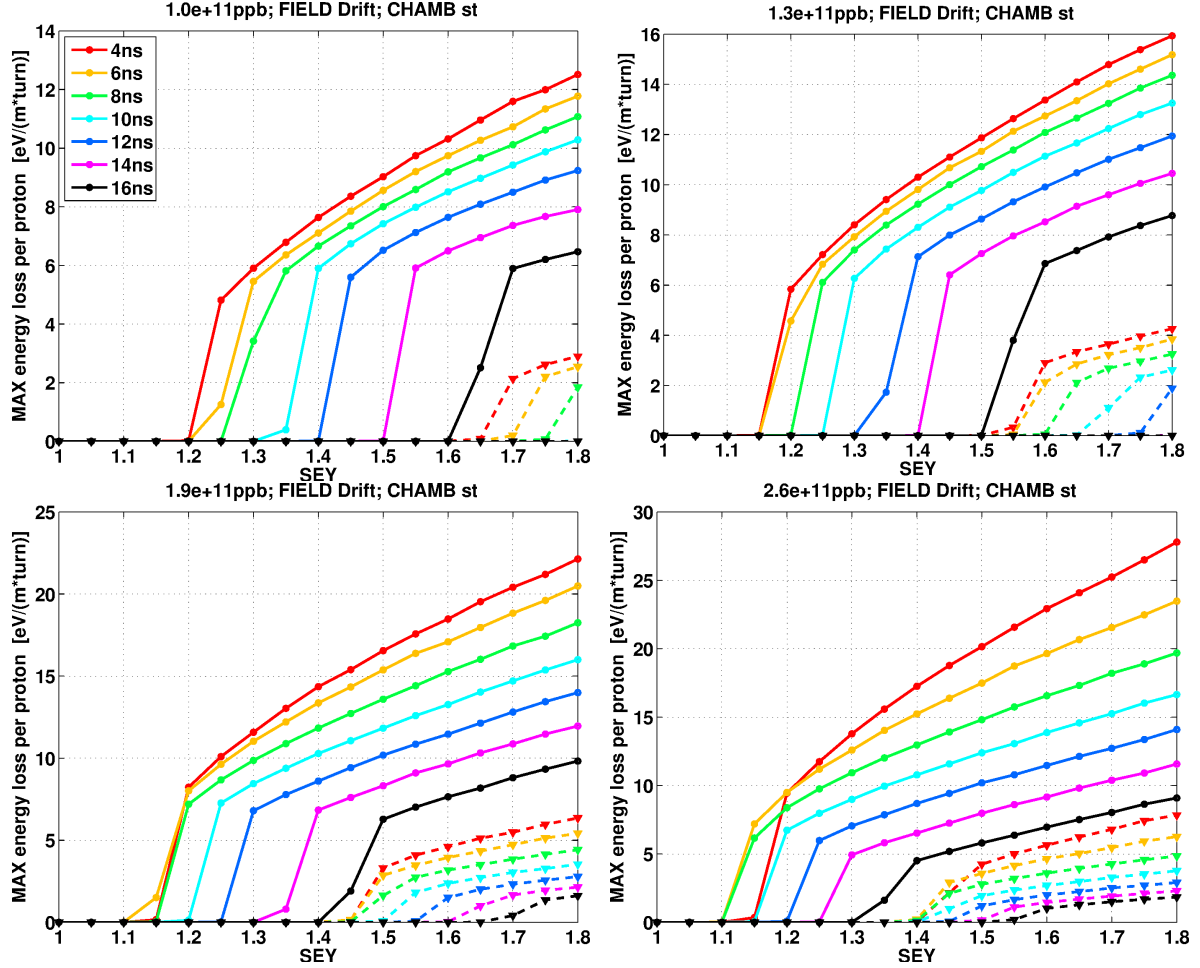


Figure 83: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

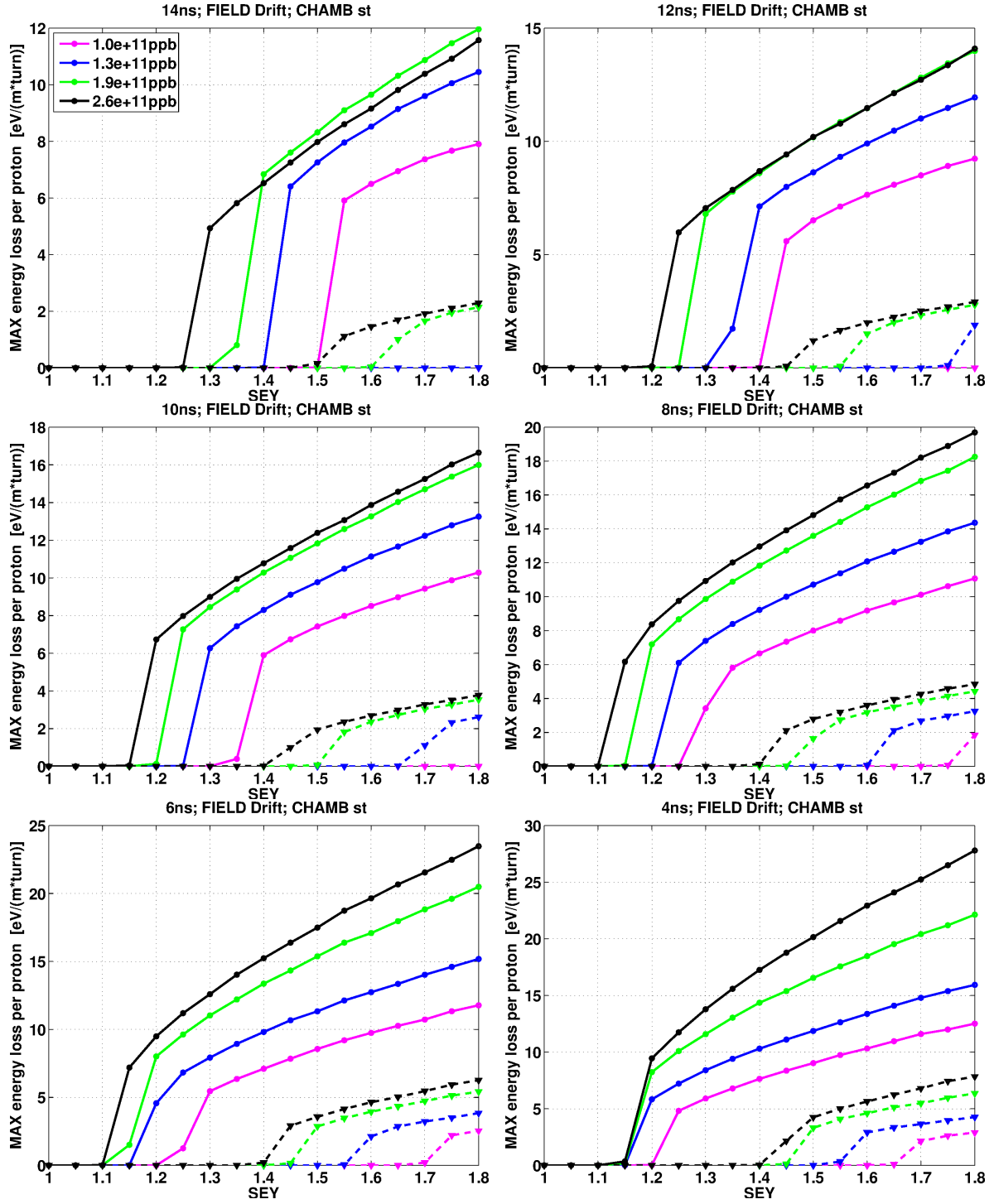


Figure 84: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *standard* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

C.2. *Standard* chamber & main magnet

In the present sub-section we focus on a beam pipe section within a main magnet, covered by the *standard* chamber. An example for one turn is shown in Figure 85.

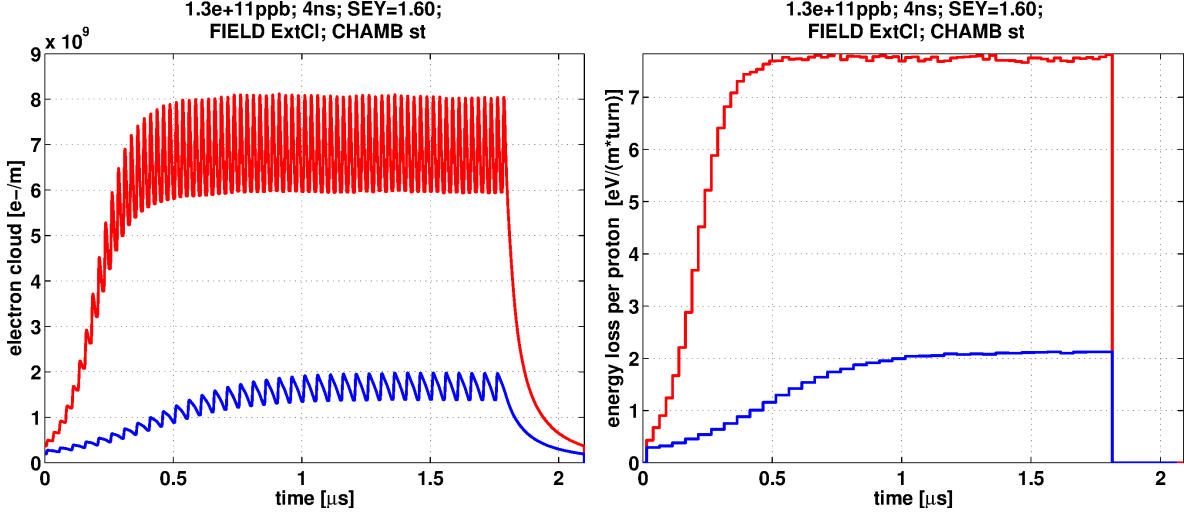


Figure 85: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a beam pipe section within a main magnet, covered by the *standard* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and LHC50 beams (blue).

In Figure 86, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.45 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.45 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.45 when the bunch length is 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.7 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY

of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.5 when the bunch length is 4 ns.

In Figure 87, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity (for both beam production schemes). The results of one beam production scheme diverge from those of the other one, in fact, the best case for the LHC25 beams is always worse than the worst case for the LHC50 beams. For each beam production scheme, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

In Figure 88, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and a monotonically decreasing function of the bunch length for each beam production scheme.

In Figure 89, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. This is a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity (for both beam production schemes). The results of one beam production scheme diverge from those of the other one, in fact, the best case for the LHC25 beams is always worse than the worst case for the LHC50 beams. For each beam production scheme, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

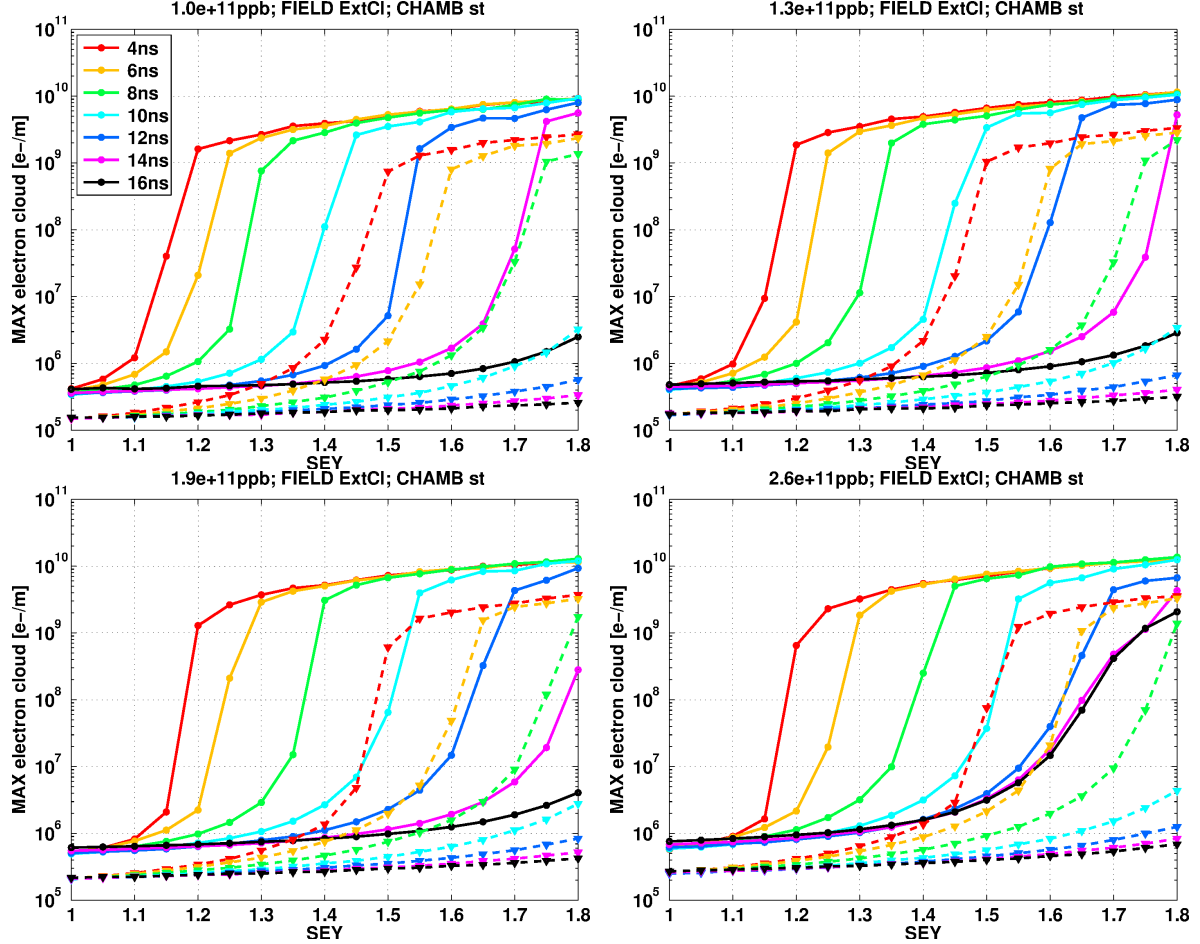


Figure 86: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

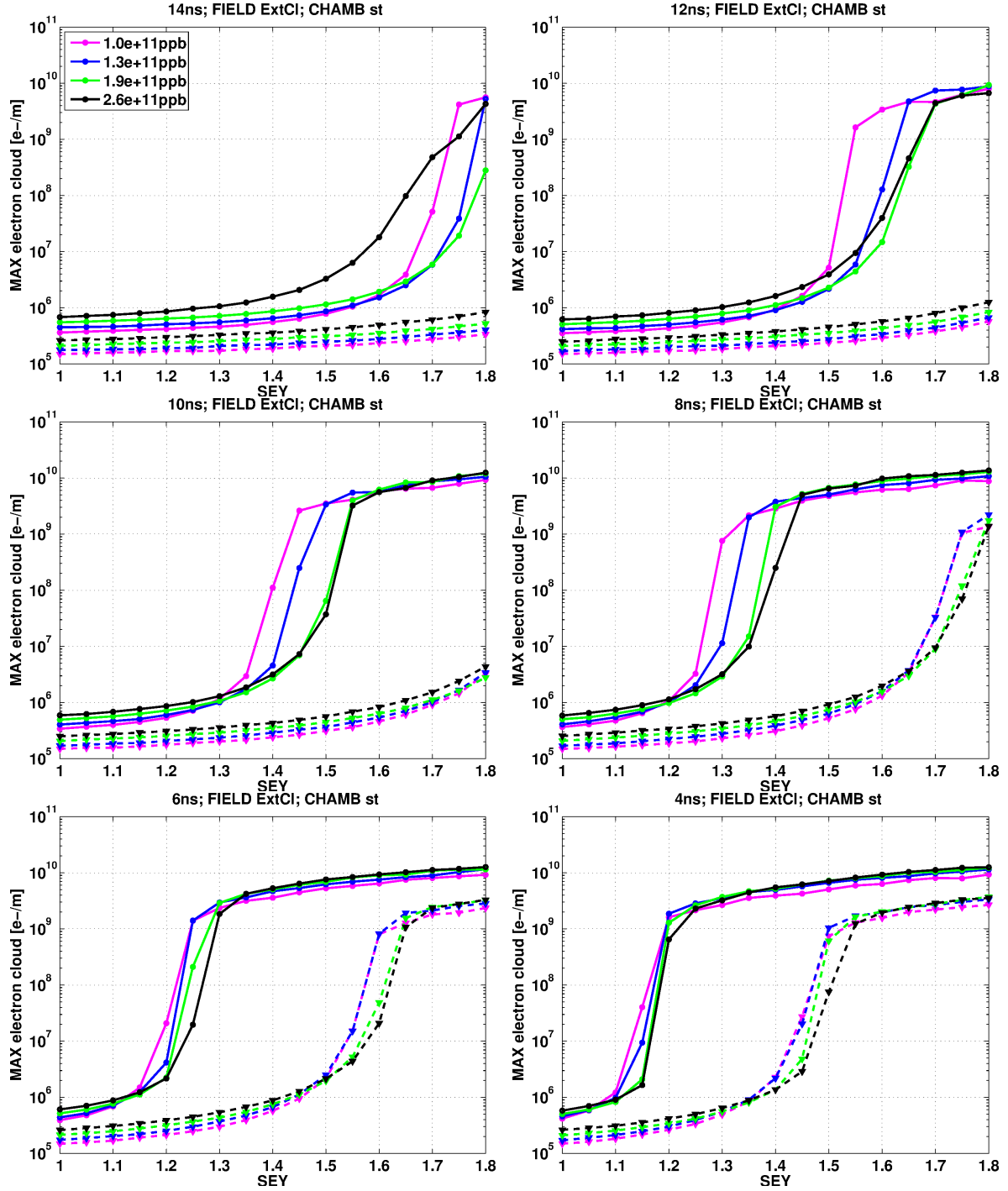


Figura 87: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

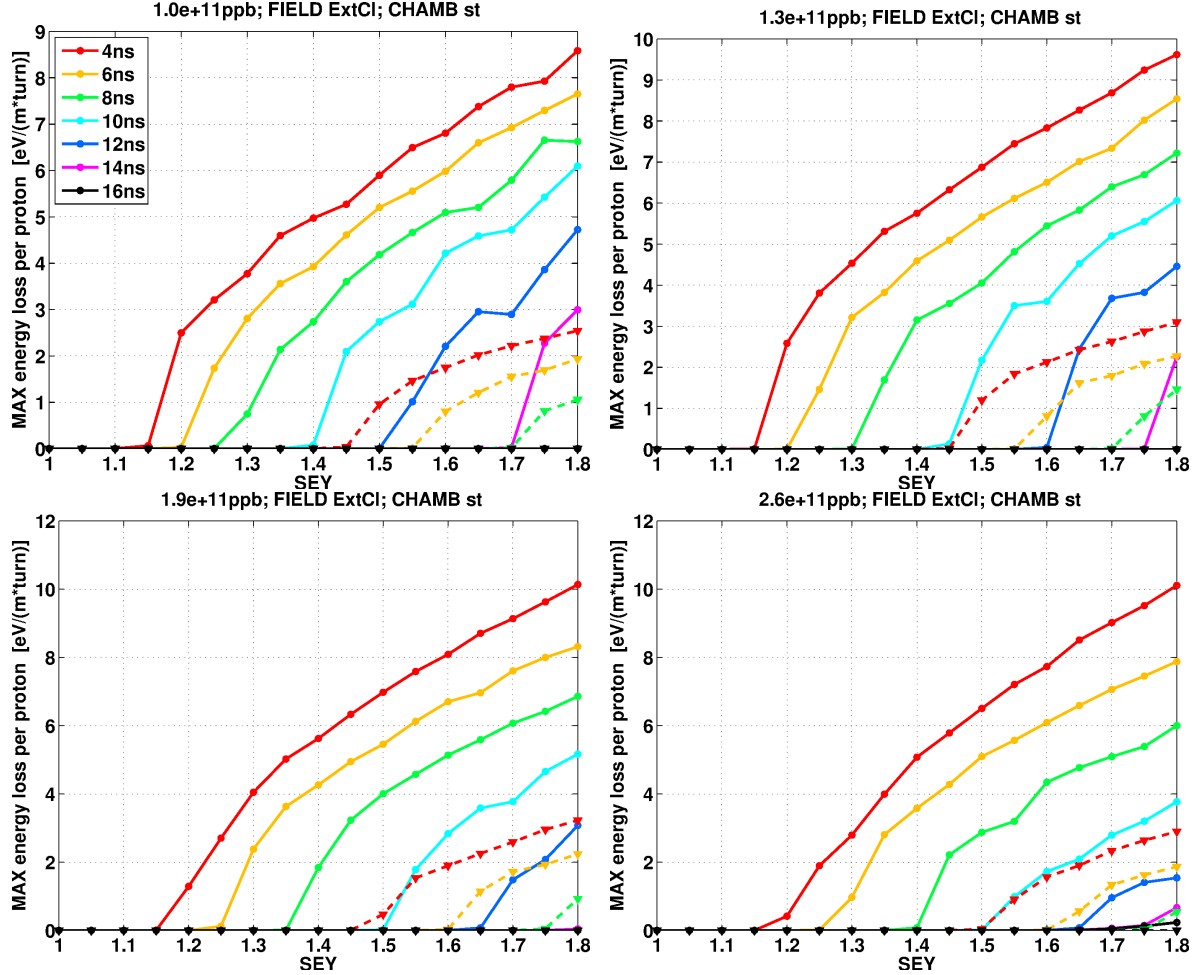


Figure 88: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

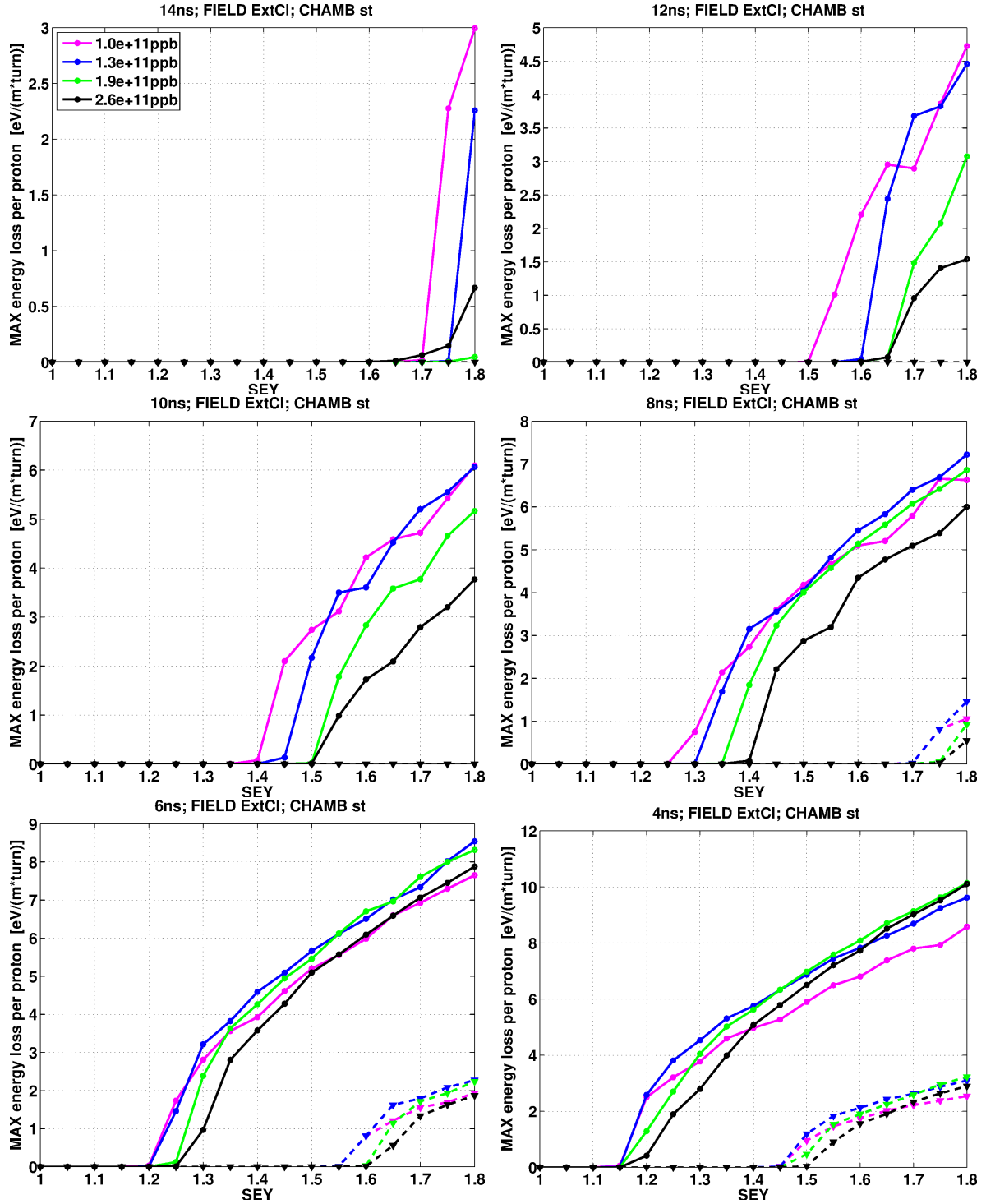


Figure 89: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *standard* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

D. Effect of the different bunch spacings for non symmetrical chambers

This appendix constitutes the continuation of the Appendix C. Here the results for the non-symmetrical chambers concerning the comparison between the LHC25 and the LHC50 beams are shown.

D.1. Non-symmetrical chamber & drift space

In the present sub-section we focus on a drift space covered by the *special exterior* chamber. An example for one turn is shown in Figure 90.

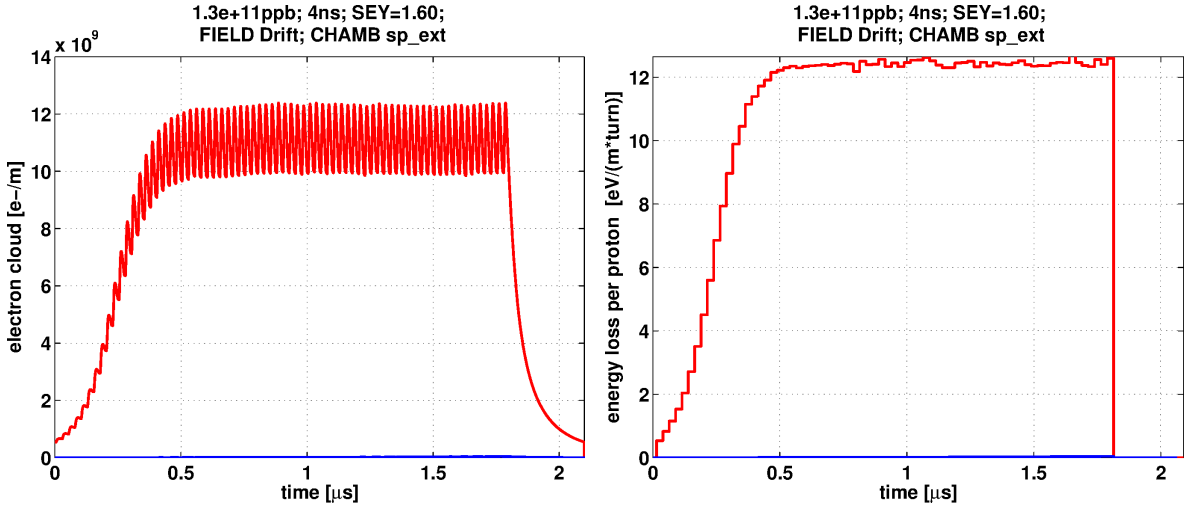


Figure 90: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and LHC50 beams (blue).

In Figure 91, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is next to an SEY of 1.7 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the five largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.7 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.6 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.2 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the three largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.6 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.5 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to

1.15 when the bunch length is 6 ns, to increase slightly again for a bunch length of 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is slightly bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.5 when the bunch length is 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.35 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.1 when the bunch length is 6 ns, to increase again until an SEY of 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the BCMS beams with the same intensity, the threshold is next to an SEY of 1.65 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.45 when the bunch length is 6 ns, to increase slightly again for a bunch length of 4 ns.

In Figure 92, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically increasing function of the bunch intensity and the SEY, even when the multipacting effect is present (this does not happen for the bunch length). We can also see that the results for both beam production schemes are divergent, being always the electron cloud effect higher in the LHC25 beams. Moreover, for each beam production scheme, as the bunch length is approaching the smallest value, the thresholds of the multipacting effect become closer among them.

In Figure 93, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the SEY is 1.2 or higher for the LHC25 beams or when the SEY is 1.5 or higher for the LHC50 beams, is also a monotonically decreasing function of the bunch length.

In Figure 94, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. For the LHC50 beams this is always a monotonically increasing function of the SEY and the bunch intensity; and for the LHC25 beams is always a monotonically increasing function of the SEY and, only when the bunch length is 10 ns or lower, of the bunch intensity.

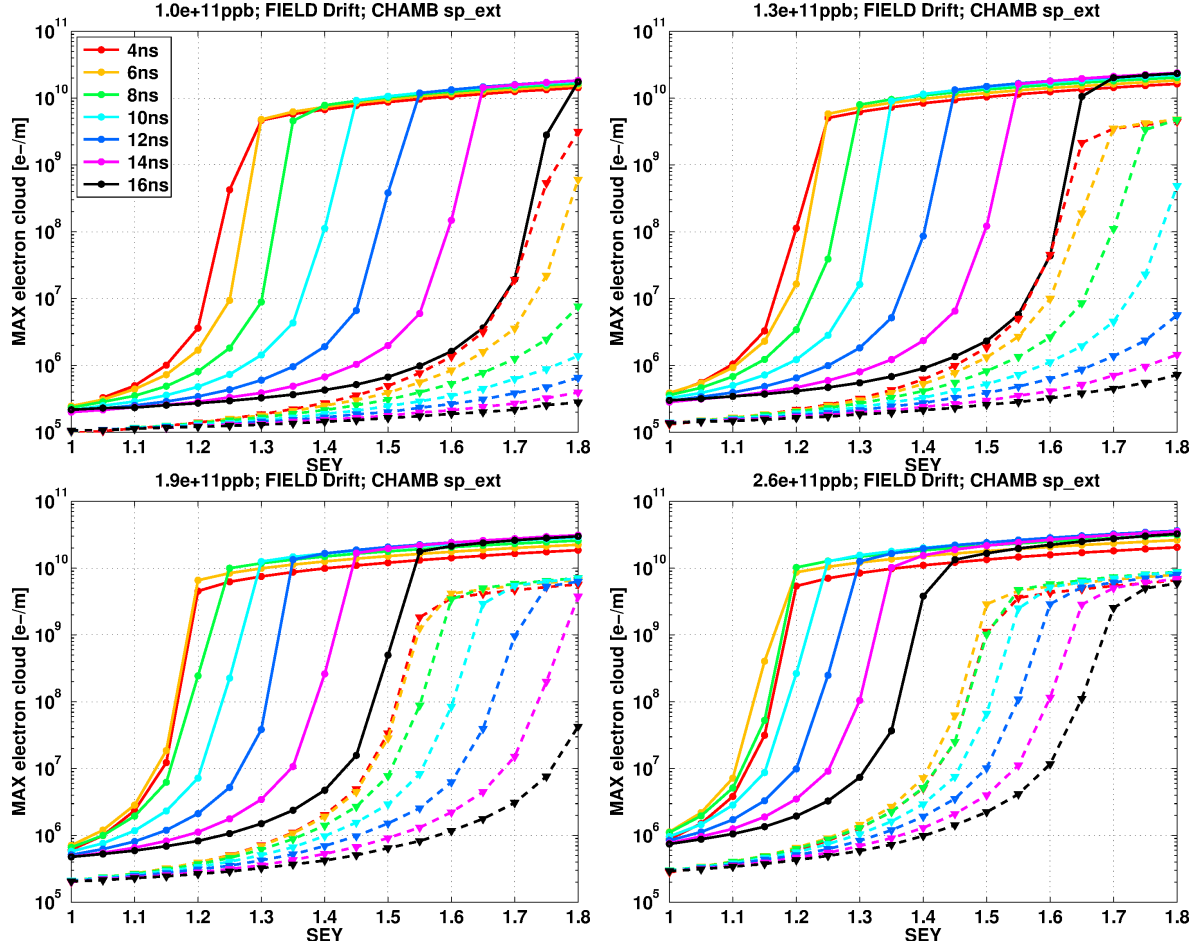


Figure 91: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

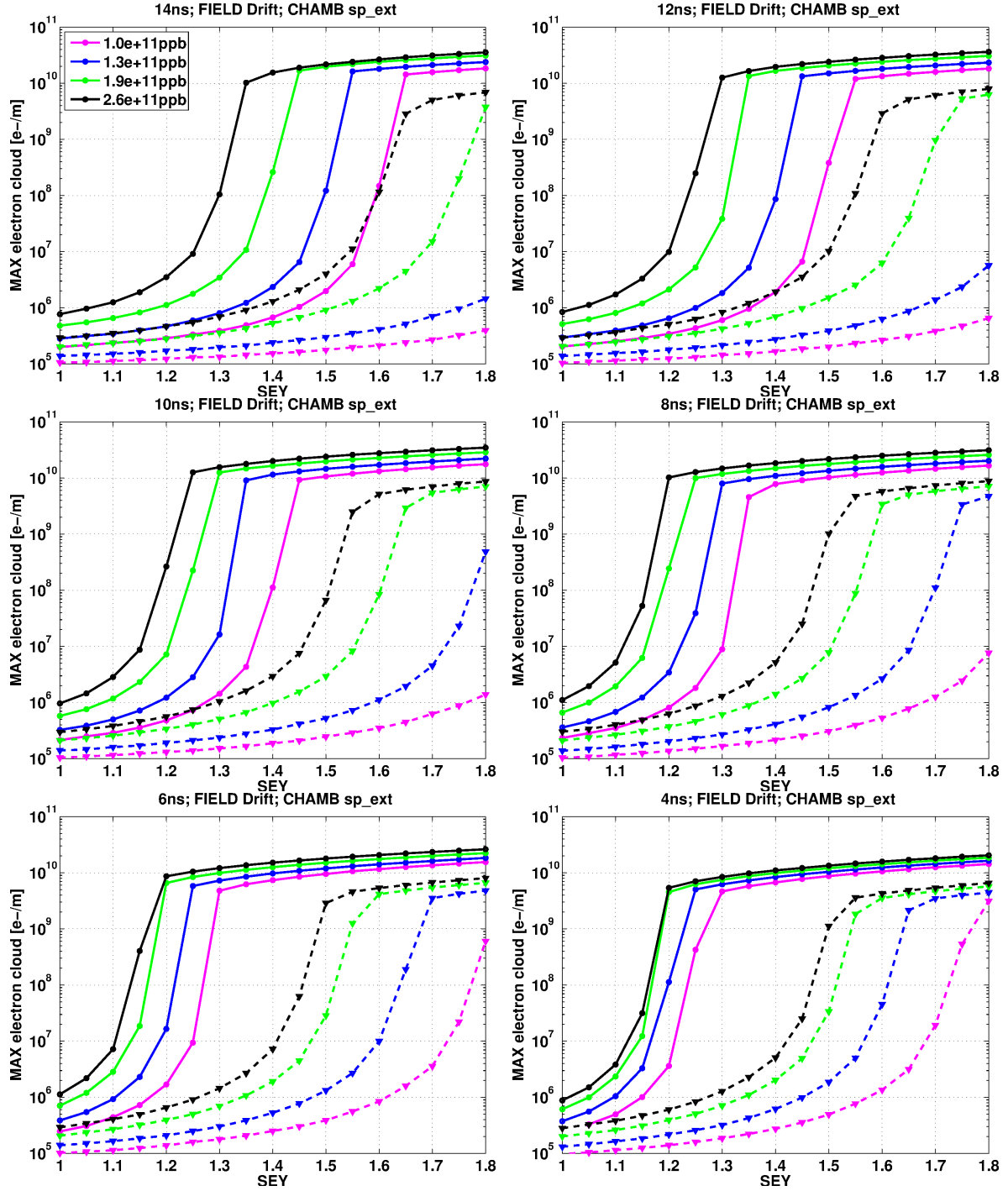


Figura 92: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (milli-second time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

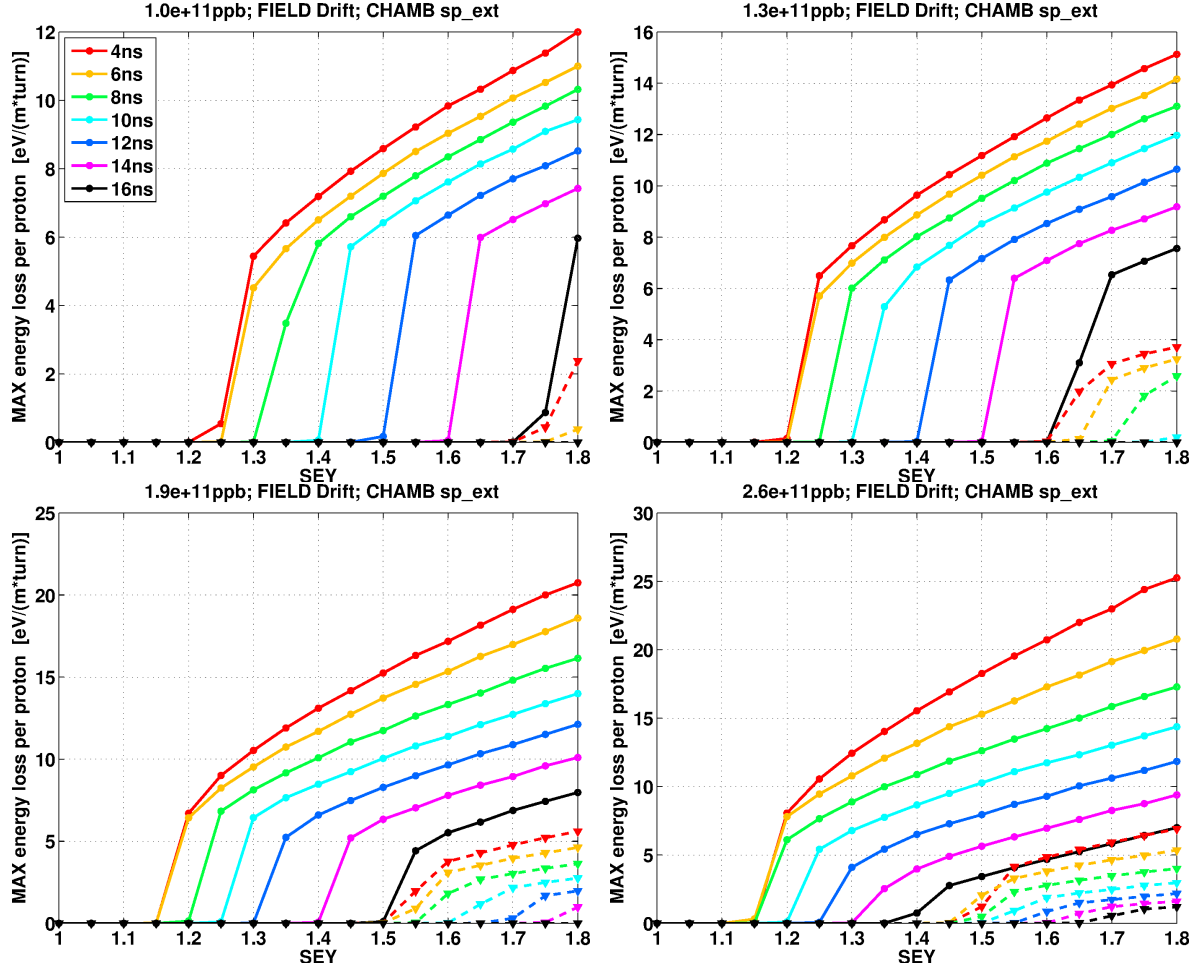


Figura 93: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

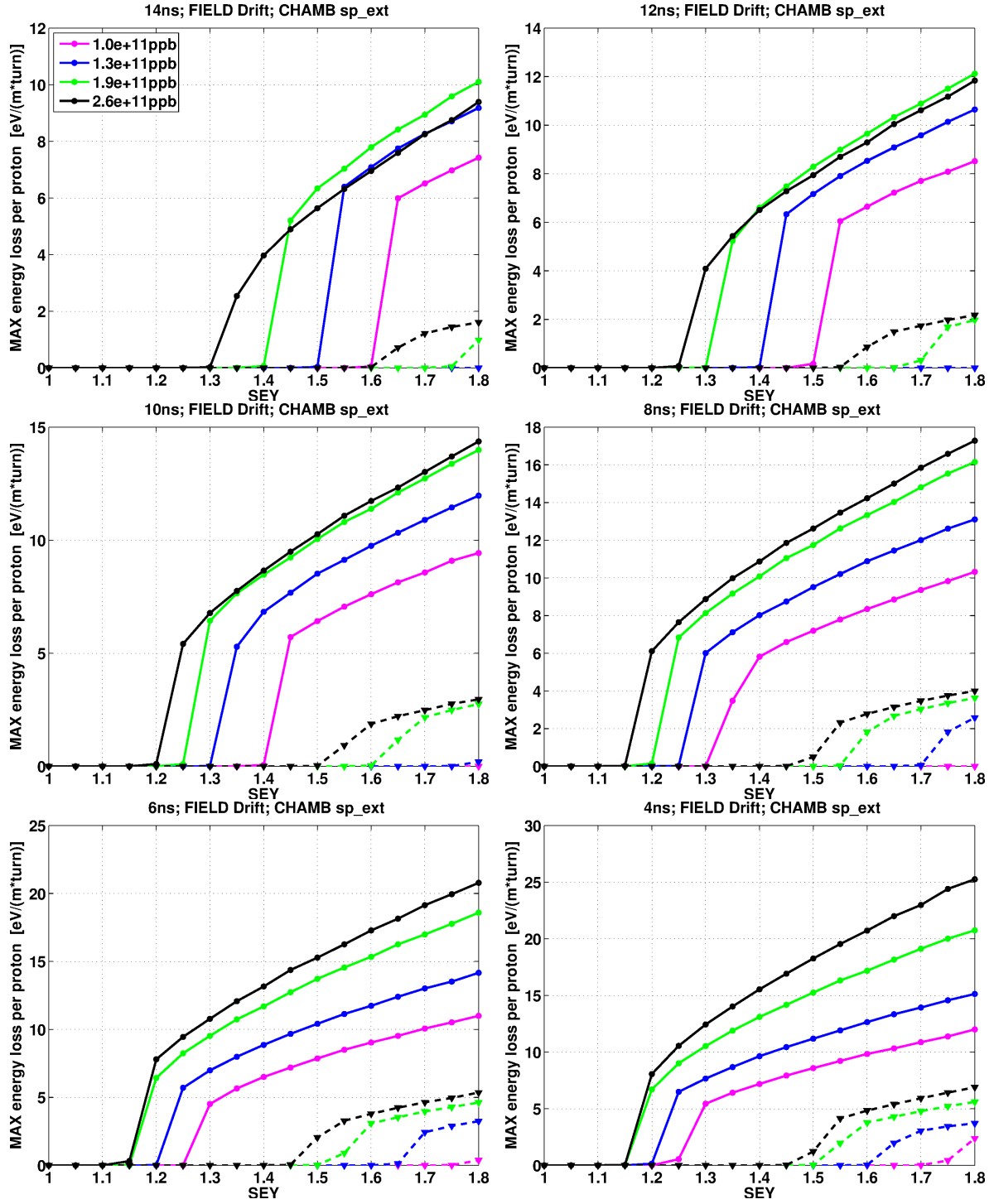


Figure 94: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a drift space covered by the *special exterior* chamber. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

D.2. Non-symmetrical chamber & main magnet

In the present sub-section we focus on a beam pipe section within a main magnet, covered by the *special exterior* chamber. An example for one turn is shown in Figure 95.

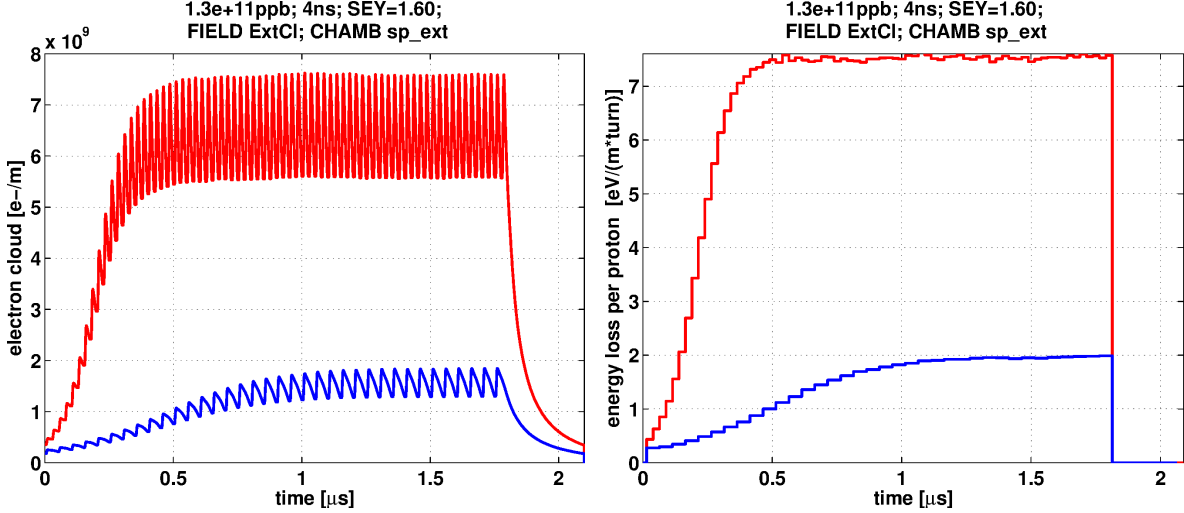


Figure 95: Evolution on microsecond time scale of the number of electrons in the chamber (left) and the energy loss per proton (right). The simulations correspond to a beam pipe section within a main magnet, covered by the *special exterior* chamber with $\delta_{max}^0 = 1,6$, and proton bunches with an intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb and bunch length 4 ns. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (red), and LHC50 beams (blue).

In Figure 96, they are sorted by bunch intensities. As we can see, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $1 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold for the multipacting effect is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.45 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,3 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns, and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.45 when the bunch length is 4 ns. For the LHC25 beams with a bunch intensity of $1,9 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is bigger than an SEY of 1.8 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the four largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8 and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.5 when the bunch length is 4 ns. Finally, for the LHC25 beams with a bunch intensity of $2,6 \cdot 10^{11}$ ppb, the threshold is next to an SEY of 1.7 when the bunch length is 16 ns and it decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.15 when the bunch length is 4 ns; whereas for the LHC50 beams with the same intensity, the thresholds for the five largest bunch lengths seem to be higher than an SEY of 1.8

and, then, the threshold decreases monotonically (when the bunch length also decreases) until an SEY close to 1.5 when the bunch length is 4 ns.

In Figure 97, the results about the number of electrons in the vacuum chamber are sorted by bunch lengths. As we can see, the number of electrons in the vacuum chamber is a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity (for both beam production schemes). The results of one beam production scheme diverge from those of the other one, in fact, the best case for the LHC25 beams is always worse than the worst case for the LHC50 beams. For each beam production scheme, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

In Figure 98, we can see the results concerning the energy loss per proton in each turn sorted by bunch intensities. This is always a monotonically increasing function of the SEY and a monotonically decreasing function of the bunch length for each beam production scheme.

In Figure 99, the results concerning the energy loss per proton in each turn are shown sorted by bunch lengths. This is a monotonically increasing function of the SEY, but not of the bunch intensity (for both beam production schemes). The results of one beam production scheme diverge from those of the other one, in fact, the best case for the LHC25 beams is always worse than the worst case for the LHC50 beams. For each beam production scheme, as the bunch length is approaching the smallest value, the results become closer; hardly depending on the bunch intensity for the two smallest values of the bunch length.

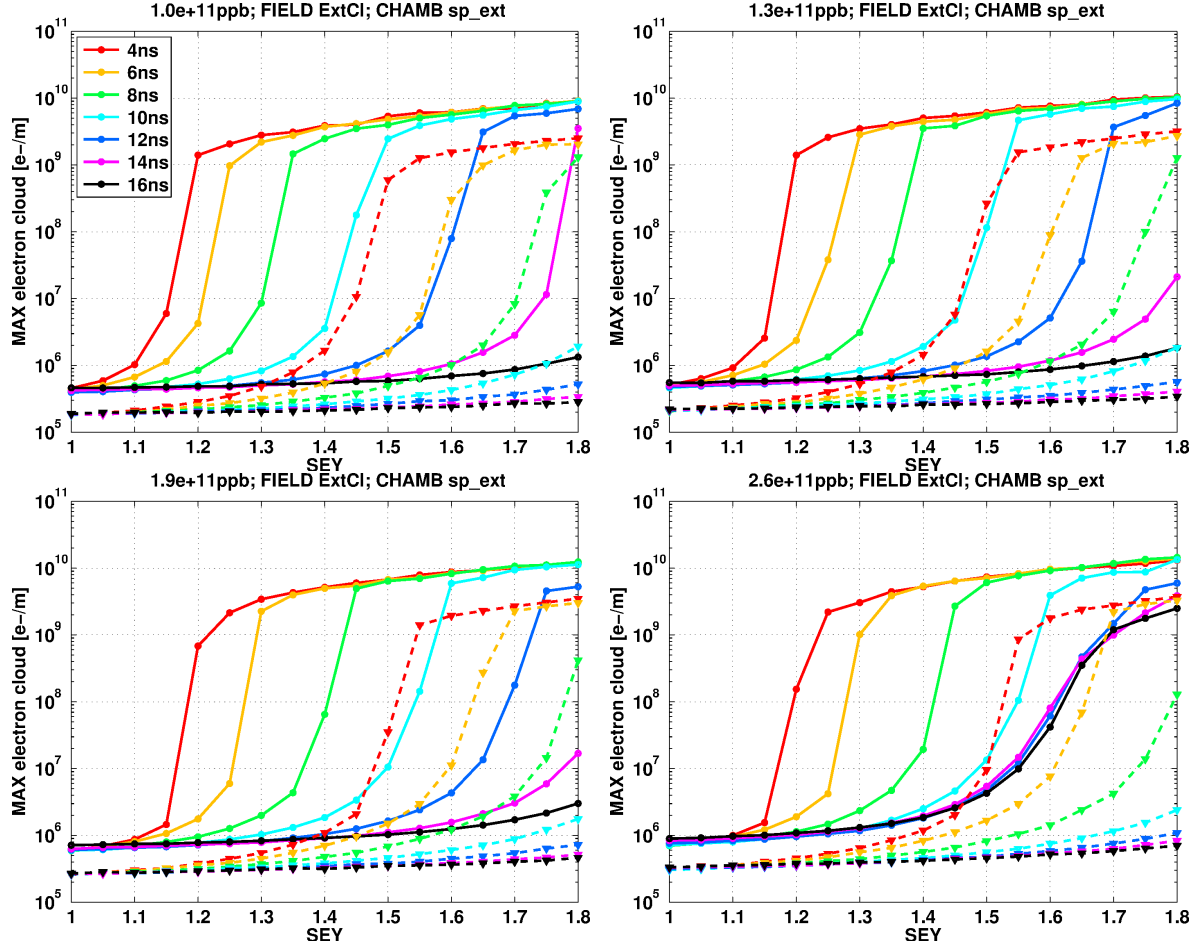


Figure 96: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

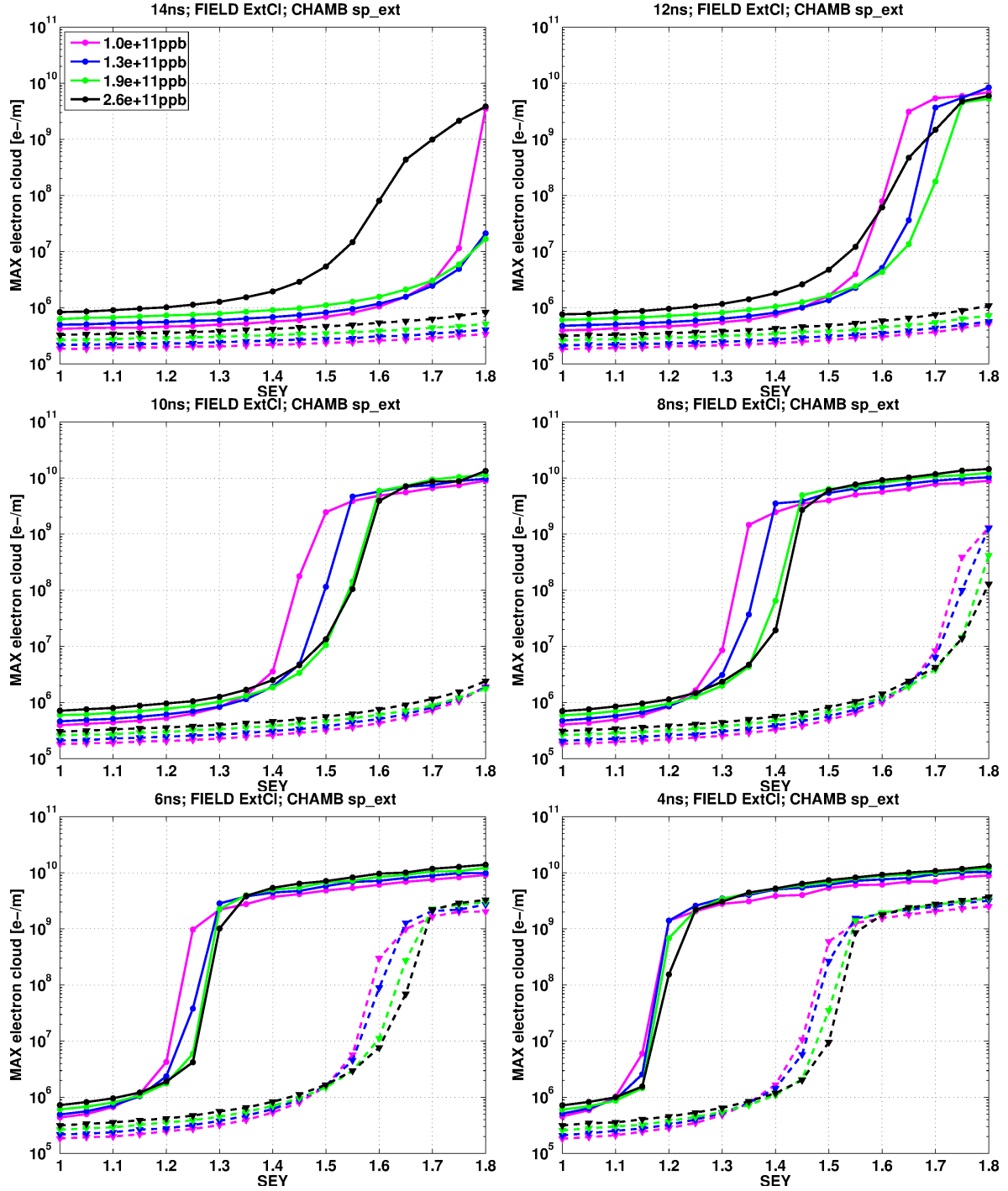


Figura 97: Maximum number of electrons per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (milli-second time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

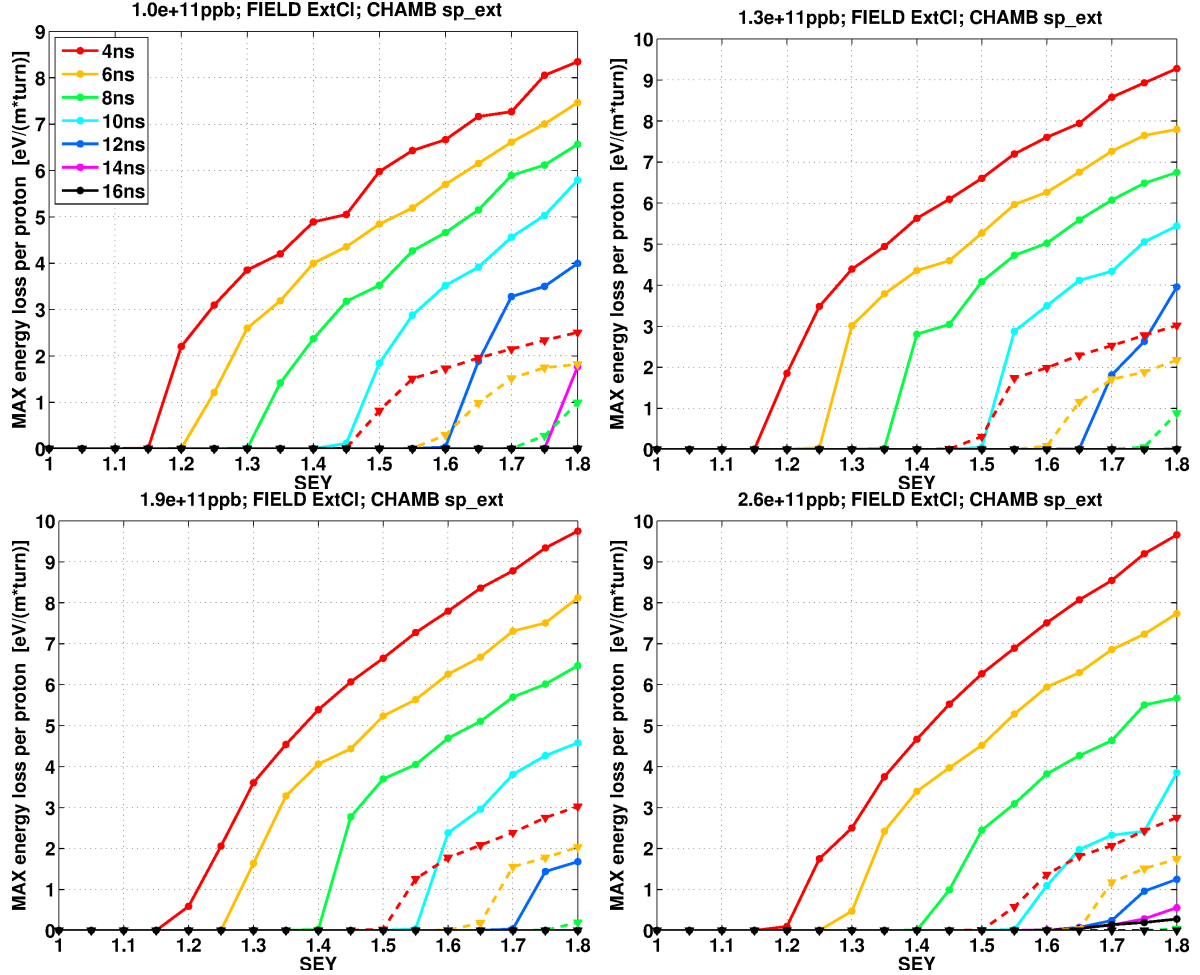


Figure 98: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale) and δ_{max}^0 , for fixed bunch intensities. The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

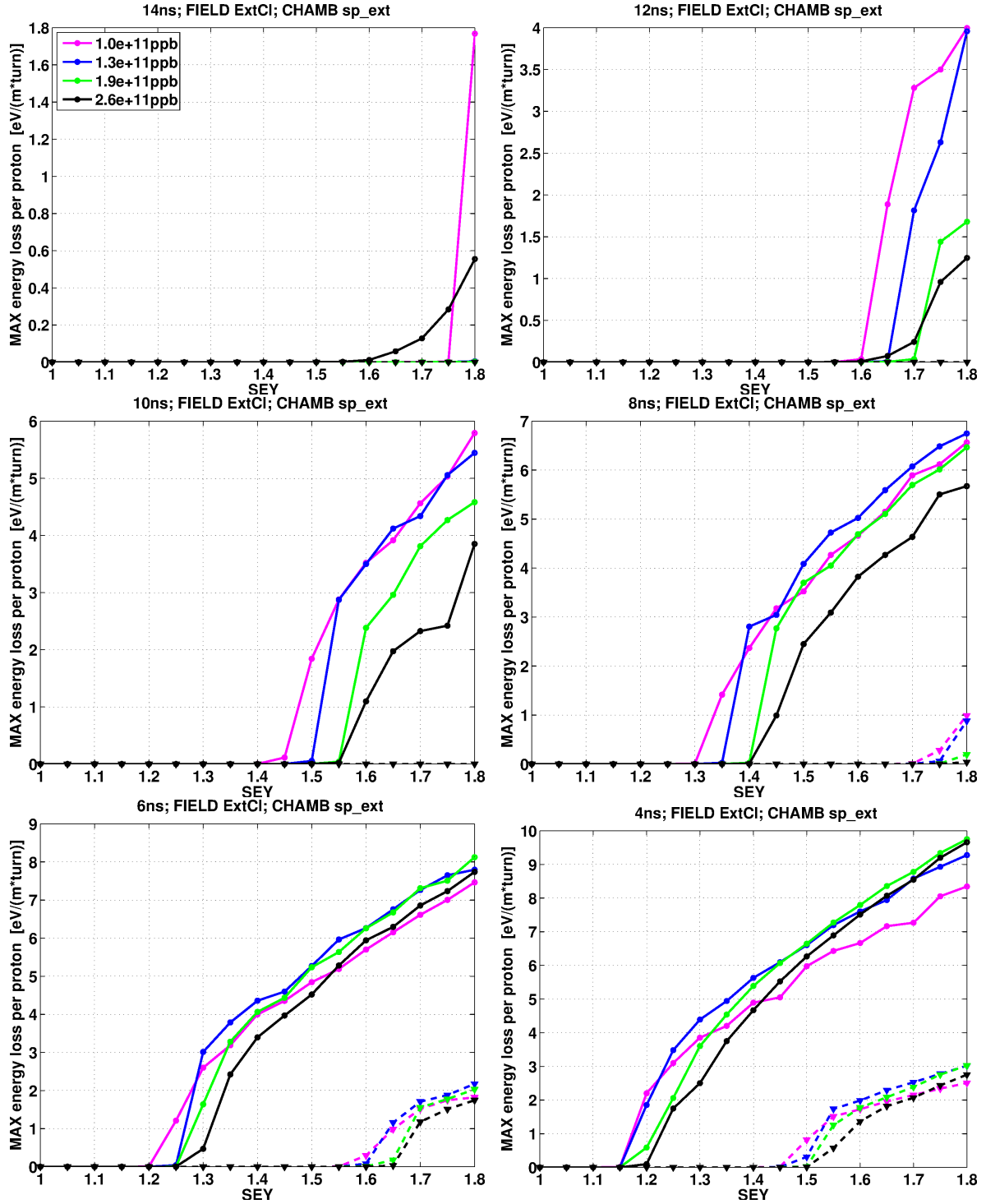


Figure 99: Maximum energy loss per turn, in a given section of the ring, depending on the bunch intensities and δ_{max}^0 , for fixed bunch lengths throughout the magnetic cycle (millisecond time scale). The simulations correspond to a beam pipe section covered by the *special exterior* chamber, within a main magnet. Two beam production schemes have been simulated: LHC25 beams (solid lines), and LHC50 beams (dashed lines).

E. Comparison between simulations and experimental data

Several measurements concerning the electron cloud effect were taken from the button pickups in straight section SS98 in 2011 (the results can be seen in [10]). This straight section consists of a field-free region covered by the *standard* chamber. For an electron reflectivity at zero energy of $R_0 = 0,5$, the secondary emission yield was estimated in a value close to $\delta_{max}^0 = 1,6$. The two beam production schemes studied in that measurement campaign were also the LHC50 and the LHC25 beams seen in Appendix C, so a chance to check the consistency of the simulations arises.

For the LHC50 beams at extraction ($4\sigma_s/c = 4$ ns) the threshold for the multipacting regime was deduced in an intensity about $N_b = 1 \cdot 10^{11}$ ppb, which is in very good agreement with what we see in Figure 82 (bottom right subfigure, in dashed pink line) for an SEY from 1.5 to 1.6. Moreover, it is also shown that the electron cloud signal is higher as the bunch intensity is also higher, which fits with the simulation results. Then, for a fixed intensity of $N_b = 1,5 \cdot 10^{11}$ ppb three bunch lengths were scanned, experimentally showing that the multipacting effect does not take place for a bunch length of 15 ns, while it happens for bunch lengths of 6,5 ns and 4 ns. Again this is in agreement with simulations as we can see in Figure 81 (dashed lines), taking a linear interpolation with the two closest bunch intensities, for an SEY from 1.5 to 1.6.

For the LHC25 beams at extraction ($4\sigma_s/c = 4$ ns) the threshold for the multipacting regime was deduced in an intensity below $N_b = 0,8 \cdot 10^{11}$ ppb, which is in line with what we see in Figure 82 (bottom right subfigure, in solid lines) for, at least, an SEY from 1.2 to 1.8. Furthermore, it is also shown that the electron cloud signal is higher as the bunch intensity is also higher, which fits with the simulation results. Then, for a fixed intensity of $N_b = 1,15 \cdot 10^{11}$ ppb three bunch lengths were scanned again, experimentally showing that the multipacting effect takes place for all of them (15 ns, 6,5 ns and 4 ns), and that the electron cloud signal is lower for the case of 15 ns. This would be in perfect agreement with simulations for an SEY close to 1.55 as we can see in Figure 81 (solid lines) taking a linear interpolation between the closest bunch intensities and the closest bunch lengths.

After the comparison between experimental data taken from the straight section SS98 and simulation results, we can conclude that, for an electron reflectivity at zero energy of $R_0 = 0,7$, the local SEY of that beam pipe section (consisting of a drift space covered by a *standard* chamber) is close to $\delta_{max}^0 = 1,55$. The reason for this small difference with what was deduced in [10] can be that the SEY was estimated in 1.6 taking an electron reflectivity at zero energy of $R_0 = 0,5$, while in the simulations we use an electron reflectivity at zero energy of $R_0 = 0,7$.